

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Gérard DUBOST

1^{re} THÈSE : Amplificateur en hyperfréquences à large bande utilisant
des éléments à résistance négative.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 7 Juin 1963 devant la Commission d'examen :

MM. GRIVET *Président.*

BERTEIN

BLAQUIÈRE

} *Examineurs.*

ÉDITION DE LA
REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE ET INSTRUMENTALE

165, Rue de Sèvres — 3 et 5, Boulevard Pasteur

PARIS 15^e

1963

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Gérard DUBOST

1^{re} THÈSE : Amplificateur en hyperfréquences à large bande utilisant
des éléments à résistance négative.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 7 Juin 1963 devant la Commission d'examen :

MM. GRIVET *Président.*

BERTEIN
BLAQUIÈRE } *Examineurs.*

ÉDITION DE LA
REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE ET INSTRUMENTALE

165, Rue de Sèvres — 3 et 5, Boulevard Pasteur

PARIS 15^e

1963



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen. M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

G. JULIA.	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	FRANÇON.	T Physique (S. P. C. N.).
PRENANT.	T Anatomie et Histologie comparées.	GLANGEAUD.	T Géographie physique et Géologie dynamique.
GRASSE.	T Évolution des êtres organisés.	GODEMENT.	T Mathématiques (M. P. C.).
PRÉVOST.	T Chimie organique.	PISOT.	T Techniques mathématiques de la physique.
WYART.	T Minéralogie et Cristallographie.	ROCH.	T Géologie.
TEISSIER.	T Zoologie.	SCHATZMAN.	T Astrophysique.
MANGENOT.	T Biologie végétale (Orsay).	TERMIER.	T Paléontologie stratigraphique.
AUGER.	T Physique quantique et relativité.	ZAMANSKY.	T Mathématiques générales.
MONNIER.	T Physiologie générale.	LENNUIER.	T Physique (M. G. P.).
PIVETEAU.	T Paléontologie.	RIZET.	T Génétique.
ROCARD.	T Physique (E. N. S.).	ROUTHIER.	T Géologie appliquée.
CARTAN.	T Mathématiques (E. N. S.).	M ^{me} TONNELAT.	T Physique théorique.
LAFFITTE.	T Chimie générale.	DIXMIER.	T Mathématiques (M. P. C.).
FAVARD.	T Géométrie supérieure.	SOUCHAY.	T Chimie générale.
COULOMBE.	T Physique du globe.	AIGRAIN.	T Électrotechnique générale.
M ^{lle} COUSIN.	T Biologie animale (S. P. C. N.).	BRUSSET.	T Chimie systématique.
CHRÉTIEN.	T Chimie minérale.	M. LÉVY.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
DRACH.	T Zoologie.	M ^{me} CHAIX.	T Chimie biologique.
KASTLER.	T Physique (E. N. S.).	M ^{me} HUREL-PY.	T Biologie végétale (P. C. B.).
EPHRUSSI.	T Génétique.	PIAUX.	T Chimie (M. P. C.).
RIVIÈRE.	T Géologie S. P. C. N. et Sédim.	BRUN.	T Mécanique théorique des fluides.
GAUTHERET.	T Biologie végétale (P. C. B.).	LEDERER.	T Chimie biologique.
LUCAS R..	T Recherches physiques.	M ^{me} DUBREIL.	T Mathématique (Agréation).
THOMAS A..	T Biologie cellulaire.	M ^{me} LELONG.	T Mathématiques II (E. N. S.).
ARNULF.	T Optique appliquée.	BELLAIR.	T Géologie (S. P. C. N.).
MORAND.	T Physique enseignement.	COTTE.	T Physique électricité.
SOLEILLET.	T Physique (P. C. B.).	DUBOIS J. E.. . . .	T Chimie organique.
FORTIER.	T Mécanique expérimentale des fluides.	LAMOTTE.	T Zoologie (E. N. S.).
DANJON.	T Astronomie.	MICHEL A.. . . .	T Chimie minérale (Orsay).
PETIT.	T Biologie maritime.	OLMER.	T Énergétique générale.
QUENEY.	T Météorologie et dynamique atmosphérique.	ROUAULT.	T Électricité (Orsay).
GALLIEN.	T Embryologie.	GAUTHIER.	T Mécanique appliquée.
EICHHORN.	T Botanique.	BARCHEWITZ.	T Chimie physique.
DE CUGNAC.	T Biologie végétale (S. P. C. N.).	BROSSEL.	T Physique atomique.
M ^{lle} CAUCHOIS.	T Chimie physique.	BUSER.	T Physiologie comparée.
THELLIER.	T Physique du globe.	CAMUS.	T Physiologie végétale (B. M. P. V.).
L'HÉRITIER.	T Biologie générale (Orsay).	CASTAING.	T Physique II Thermod. (Orsay).
GRIVET.	T Radioélectricité (Orsay).	CURIEN.	T Minéralographie et cristallographie.
PONCIN.	T Mécanique générale.	MOYSE.	T Physiologie végétale (Orsay).
DUBREIL.	T Arithmétique et théorie des nombres.	NOIROT.	T Évolution des êtres organiques.
QUELET.	T Chimie organique.	PANNETIER.	T Chimie générale (Orsay).
CAGNIARD.	T Géophysique appliquée.	POSSOMPES.	T Zoologie.
CHAMPETIER.	T Chimie macromoléculaire.	PULLMANN.	T Chimie quantique.
CUVILLIER.	T Micropaléontologie.	TEILLAC.	T Physique nucléaire et Radioactivité.
JUNG.	T Pétrographie.	TONNELAT.	T Biologie physico-chimique.
TRILLAT.	T Microscopie et diffraction électronique.	VILLE.	T Économétrie.
WIEMANN.	T Chimie organique et structurale.	WILLEMART.	T Chimie (P. C. B.).
JACQUINOT.	T Spectroscopie et physique céleste (Orsay).	DODE.	T Chimie (Orsay).
VASSY.	T Physique de l'atmosphère.	FREYMANN.	T Recherches physiques.
DESTOUCHES.	T Théories physiques.	GUINOCHE.	T Biologie végétale (S. P. C. N.) (Orsay).
AMIEL.	T Chimie générale.	ROLLET.	T Chimie minérale.
HOCART.	T Minéralogie et cristallographie.	M ^{lle} JOSIEN.	T Chimie (S. P. C. N.).
J.-P. MATHIEU.	T Physique Optique.	CHEVALEY.	T Géométrie algébrique et théorie des groupes.
COUTEAUX.	T Biologie animale (P. C. B.).	ARNOULT.	T Électronique (Orsay).
MAY.	T Zoologie (Orsay).	CHAPELLE.	T Physique (Orsay).
CHOQUET.	T Théorie des fonctions et topologie.	DELANGE.	T Mathématiques I (Orsay).
FELDMANN.	T Biologie végétale marine.	DENY.	T Mathématiques générales (Orsay).
GUINIER.	T Physique des Solides (Orsay).	GERMAIN.	T Mécanique théorique des fluides.
JOST.	T Physiologie comparée.	LUCAS G.. . . .	T Géologie.
FORTET.	T Calcul des probabilités et physique mathématique.	ALLARD.	T Chimie physique.
SCHWARTZ.	T Calcul différentiel et intégral.	BERTHELOT.	T Physique des particules fondamentales.
CHOUARD.	T Physiologie végétale.	BRICARD.	T Météorologie et physique de l'atmosphère.
MALAVARD.	T Aviation (Technique aéronautique).	M ^{me} ALBE-FES-	
BRELOT.	T Calcul différentiel et intégral.	SARD.	T Psychophysiologie.
NORMANT.	T Chimie organique.	FRIEDEL.	T Physique des Solides (Orsay).
BENARD.	T Chimie minérale.	M. JULIA.	T Études des molécules naturelles complexes.
BUVAT.	T Botanique (E. N. S.).	LENDER.	T Biologie Animale (S. P. C. N.) (Orsay).
DUGUE.	T Statistiques mathématiques.	MAGAT.	T Physico-chimie des radioéléments.
SOULAIRAC.	T Psychophysiologie.	M ^{lle} QUINTIN.	T Électrochimie.
ULRICH.	T Physiologie végétale.	MONOD.	T Chimie du métabolisme.
MARÉCHAL.	T Optique théorique et appliquée.	BENOIT.	T Physiologie animale (Orsay).
KIRRMANN.	T Théories chimiques.	DE POSSEL.	T Analyse numérique.
CHADEFAUD.	T Botanique.	CHARLOT.	T Chimie analytique.
M ^{lle} LE BRETON.	T Physiologie de la nutrition.	LEMÉE.	T Physiologie végétale (B. M. P. V.) (Orsay).
SALEM.	T Mathématiques générales.	GUÉRIN.	T Chimie (M. P. C.) (Orsay).
LELONG.	T Application de l'analyse à la géométrie.	CHATELET M.. . . .	T Chimie (P. C. B.).
DEVILLERS.	T Anatomie et Histologie comparées.	JEAN.	T Physique nucléaire (Orsay).
EHRESMANN.	T Topologie algébrique.	MATTLER.	T Physique (S. P. C. N.).

BERGERARD. . . . T Zoologie (Orsay).
 BERTIN. . . . T Électronique (Orsay).
 BOUSSIÈRES. . . . Chimie des radioéléments (Orsay).
 M^{me} COUTURE. . . T Thermodynamique et Mécanique physique.
 ELLENBERGER. . . T Géologie des grandes régions du globe.
 FRANC. . . . T Biologie animale (P. C. B.).
 SCHNELL. . . . Botanique tropicale (Orsay).
 STOLKOWSKI. . . T Physiologie générale.
 ACHER. . . . Chimie biologique (Orsay).
 BAUDIN. . . . Biologie animale (P. C. B.).
 BEAUMONT. . . . Biologie animale (S. P. C. N.).
 BLAMONT. . . . T Géophysique ionosphère.
 BOURREAU. . . . Botanique.
 CURIE D. . . . Physique (M. G. P.).
 DURAND-DELGA. . T Géologie.
 FRÉON. . . . T Chimie organique (Orsay).
 HELLER. . . . T Physiologie végétale.
 TORTRAT. . . . T Calcul des probabilités.
 CAILLEUX. . . . Géologie (S. P. C. N.).
 MAGNAN. . . . T Physique (S. P. C. N.).
 DAUDEL. . . . T Mécanique ondulatoire appliquée à la Chimie.
 M^{me} FOURCROY. . . Biologie végétale (S. P. C. N.).
 M^{me} CHOQUET -
 BRUHAT. . . . T Mécanique analytique et Mécanique céleste.
 M^{me} VEIL. . . . Physiologie générale.
 WOLFF. . . . T Microbiologie.
 SIESTRUNCK. . . T Mécanique physique et expérimentale.
 LACOMBE. . . . T Métallurgie des métaux nucléaires.
 BROCHARD. . . . T Physique (P. C. B.) (Orsay).
 CABANNES. . . . T Mécanique générale.
 LESIEUR. . . . T Mathématiques I (Orsay).
 MAZET. . . . T Mécanique générale (Orsay).
 CAIRE. . . . Géographie physique et Géologie dynamique.
 COMOLET. . . . T Mécanique des fluides.
 CORABEUF. . . . Physiologie animale (Orsay).
 DELLOUE. . . . Physique de l'exosphère.
 GORENFLOT. . . . Botanique II (Orsay).
 HOULLON. . . . Biologie animale (P. C. B.).

JULIEN J. . . . Chimie (S. P. C. N.) (Orsay).
 MALGRANGE. . . T Technique Math. de la Physique (Orsay).
 OLIVIER. . . . Antropologie.
 NOZERAN. . . . T Botanique II (Orsay).
 BLANC-LAPIERRE. T Physique (E. N. S.) (Orsay).
 CHEVAUGEON. . . T Botanique (Orsay).
 KAHANE. . . . T Mathématiques (Orsay).
 SAMUEL. . . . T Mathématiques (E. N. S.) féminines.
 KOURGANOFF. . . T Astronomie (Orsay).
 THIRY. . . . T Mécanique céleste.
 ABELÈS. . . . Physique (S. P. S. C. N.).
 AMAT. . . . Physique (P. C. B.).
 AUBOIN. . . . Géologie.
 M^{me} BENOIT -
 GUEUTAL. . . . Physique nucléaire et radioactivité.
 BOUGIS. . . . Biologie marine (Villefranche-sur-Mer)
 BRUHAT. . . . T Mathématiques (M. P. C.).
 BRUNN. . . . T Géologie historique (Orsay).
 CHABBAL. . . . Physique (M. G. P.) (Orsay).
 DEHEUVELS. . . T Mathématique Propé (Orsay).
 D'ESPAGNAT. . . Physique théorique (Orsay).
 FURON. . . . Géologie (S. P. C. N.).
 M^{me} GANS. . . . T Génétique.
 GENEVES. . . . Biologie végétale (P. C. B.).
 GUILBERT. . . . Physique (C. U. S.) (Orléans).
 HUPE. . . . Pétrographie.
 HOLLANDE. . . T Biologie générale.
 LIONS. . . . T Analyse numérique.
 MAITTE. . . . Chimie (P. C. B.).
 MEYER. . . . Physique propédeutique.
 NICOLAS. . . . Géologie appliquée.
 PANIGEL. . . . Biologie générale.
 RAVIER. . . . Pétrographie.
 ROSEAU. . . . T Mécanique théorique des fluides.
 ROUBINE. . . . Électronique.
 SILBER. . . . T Chimie (P. C. B.).
 UEBERSFELD. . . T Électronique.
 YVON. . . . T Théories physiques.

Secrétaire général: R. POUILLAIN.

AMPLIFICATEUR EN HYPERFRÉQUENCES A LARGE BANDE UTILISANT DES ÉLÉMENTS A RÉSISTANCE NÉGATIVE *

par Gérard DUBOST *

Ingénieur civil des Télécommunications

SOMMAIRE. — Après avoir rappelé, dans l'introduction, les différents moyens utilisés pour amplifier une onde électromagnétique, l'auteur donne une théorie de l'amplification à large bande par la synthèse de quadripôles actifs. L'application de la transformée de Laplace sur les équations de Kirchhoff relatives à un tel quadripôle utilisant des diodes tunnel comme éléments actifs, permet de déterminer d'une part le gain, d'autre part la stabilité donnée par les conditions de Routh. Le facteur de bruit est calculé en tenant compte du bruit de jonction des diodes tunnel et du bruit thermique des éléments résistants. L'étude de la distortion non linéaire du quadripôle actif est faite en assimilant la caractéristique de la diode tunnel à une série entière et le gain se déduit par une décomposition en série de Fourier. On donne le gain, la stabilité, l'impédance d'entrée d'un amplificateur constitué par n quadripôles actifs disposés en cascade et équivalent à un amplificateur à diodes tunnel réparties. La réalisation d'un quadripôle actif permet de vérifier dans la bande des fréquences de 0,2 à 2 GHz, les résultats théoriques. L'utilisation de tels amplificateurs à large bande, en particulier leur éventuelle mise en cascade, est liée aux développements technologiques des diodes tunnels, et aux développements futurs des éléments non réciproques à large bande comme les isolateurs ou circulateurs.

PLAN. — Chap. I : **Introduction.** — Chap. II : **Théorie de l'amplificateur à large bande par la synthèse de quadripôles actifs.** II.1) Rappel ; II.2) Synthèse d'un quadripôle actif ; II.3) Réalisation d'un quadripôle actif. — Chap. III : **Détermination théorique du gain et de la stabilité.** — Chap. IV : **Détermination du facteur de bruit.** — Chap. V : **Distorsion non linéaire.** V.1) Introduction ; V.2) Calcul du gain dans le cas où la caractéristique de la diode tunnel est assimilée au voisinage du point de polarisation à une parabole ; V.3) Calcul du gain dans le cas où la caractéristique est assimilée à une cubique. — Chap. VI : **Mise en cascade de n quadripôles actifs : gain, impédance d'entrée et stabilité.** VI.1) Gain ; VI.2) Impédance d'entrée ; VI.3) Stabilité. — Chap. VII : **Détermination d'un amplificateur hyperfréquences dans la bande de 0,2 à 2 GHz utilisant des diodes tunnel.** VII.1) Choix de la diode tunnel, dispositif de polarisation, Mesures des caractéristiques de la diode ; VII.2) Calculs de l'amplificateur, 1 gain, 2 stabilité, 3 impédance d'entrée, 4 facteur de bruit, 5 distorsion non linéaire ; VII.3) Réalisation de l'amplificateur ; VII.4) Mesures : 1 gain d'insertion, 2 facteur de bruit, 3 distorsion non linéaire, 4 impédance d'entrée). — Chap. VIII : **Exemple de mise en cascade de n quadripôles actifs.** VIII.1) Gain ; VIII.2) Impédance d'entrée ; VIII.3) Stabilité. — Chap. IX : **Conclusion.** — Bibliographie (20 réf.).

LISTE DES PRINCIPALES NOTATIONS UTILISÉES

A_0 : Impédance série dans la chaîne de n quadripôles actifs.	G : Conductance négative instantanée de la diode tunnel
a : Impédance ou admittance.	G_0 : Conductance négative de la diode tunnel pour la polarisation V_0 .
a' : Impédance ou admittance réduite.	G_i ou $(G_i)_1$: Gain d'insertion en tension d'un quadripôle actif.
a_0 : Résistance ou conductance réduite négative ou positive.	G_t ou $(G_t)_1$: Gain de transfert en tension d'un quadripôle actif.
B_0 : Impédance parallèle dans la chaîne de n quadripôles actifs.	$(G_i)_n$: Gain d'insertion en tension pour n quadripôles actifs.
b : Admittance ou impédance.	$(G_t)_n$: Gain de transfert en tension pour n quadripôles actifs.
b' : Admittance ou impédance réduite.	I_i : Transformée de Laplace du courant instantané i_i .
b_0 : Conductance ou résistance réduite toujours négative.	i_i : Courant instantané dans les mailles ou branches du réseau.
C : Capacité de jonction de la diode tunnel.	i_0 : Courant de polarisation de la diode tunnel.
C_0 : Capacité de compensation de la diode tunnel et faisant partie du quadripôle Q_1 .	$\int$: Intégrales.
C_1 : Capacité du système de polarisation.	i : Courant instantané de fonctionnement de la diode.
C_2 : Capacité dans le montage de mesure de la caractéristique statique de la diode.	j : Nombre imaginaire de module égal à 1 et d'argument égal à $\pi/2$.
E : Tension instantanée du générateur hyperfréquence.	k : Constante de Boltzman.
E_0 : Amplitude crête de E .	l : Self inductance parasite de la diode tunnel.
e : Charge élémentaire.	M : Partie réelle du coefficient de transfert.
F_0 : Fréquence supérieure de la bande passante de l'amplificateur.	m : Taux d'ondes stationnaires.
F : Facteur de bruit.	N : Partie imaginaire du coefficient de transfert.
f : Fréquence.	n : Nombre de quadripôles actifs disposés en cascade.
f_r : Fréquence de résonance de la diode tunnel.	p : Pulsation complexe $p = j\omega$.
GHz : Fréquence exprimée en 10^9 cycles par seconde.	Q_1 : Quadripôle de compensation.
	Q_2 : Quadripôle réactif doué de propriétés sélectives.
	R : Résistance réelle de charge ou d'impédance interne de générateur.

* Ingénieur au service Antennes du Groupement G de la C. S. F.

- R_1 : Résistance dans le système de polarisation.
 R_2 : Résistance dans le montage de mesure de la caractéristique statique de la diode tunnel.
 r : Résistance de perte de la diode tunnel.
 r' : Résistance réduite de perte de la diode tunnel.
 s : Variable d'intégration dans le plan complexe.
 T : Transformateur d'adaptation à large bande.
 T_0 : Température absolue (300 °K).
 U, U_R, U_N, U'_N : Tensions de bruit.
 V : Tension instantanée de fonctionnement de la diode tunnel.
 V_0 : Tension de polarisation de la diode tunnel.
 W_n : Impédance d'entrée de la chaîne de n quadripôles disposés en cascade et fermée sur l'impédance de charge Z .
 Y_i : Admittances inverses des impédances Z_i .
 Z : Impédance nominale (toute impédance rapportée à Z est dite impédance réduite).
 Z_0 : Impédance itérative d'un quadripôle actif ou de la chaîne de n quadripôles.
 Z_1 et Z_1'' : Impédance série d'un quadripôle en treillis symétrique.
 Z_2 et Z_2'' : Impédance diagonale d'un quadripôle en treillis symétrique.
 Z_1' : Impédance de la diode tunnel ($Z_1' = 1/b$), et avec $Z_2' = Z_1' + R, Z_3' = Z_1' + aR/(a + R)$.
 $\frac{1}{z} = \frac{Z_0}{Z} = \frac{1}{\text{th } \delta}$: Impédance itérative réduite.
 β : $2\pi/\lambda$ constante de phase.
 γ : Capacité due à la capsule de la diode tunnel.
 Γ : Coefficient de réflexion en tension.
 θ : Coefficient de transfert.
 λ_0, λ : Longueur d'onde.
 ρ : Résistance positive $\rho = -1/G$.
 ρ_0 : Résistance positive minimale $\rho_0 = -1/G_0$.
 ω : Pulsation $\omega = 2\pi f$.
 Δf : Bande passante.

I. INTRODUCTION.

Dans le domaine des télécommunications et du radar l'obtention des grandes portées est conditionnée en particulier par une bonne sensibilité du système de réception des ondes électromagnétiques. Des développements assez récents, tubes à onde progressive amplificateurs paramétriques, masers, lasers ont permis d'accroître cette sensibilité à la réception.

Pour certaines applications l'amplification hyperfréquence à large bande revêt une grande importance, si elle vise à l'amélioration de la sensibilité. L'étude et la réalisation de tubes à onde progressive de bande passante de l'ordre d'une octave, à faible bruit, ont apporté une solution au problème. Malheureusement l'utilisation de ces tubes à onde progressive dans certaines applications se révèle difficile en raison d'un poids et encombrement excessifs, sans parler du prix de revient élevé.

L'apparition des semi-conducteurs (diodes paramétriques et diodes tunnel) se comportant, dans certaines conditions, comme des résistances négatives, ont déjà permis la conception et la réalisation d'amplificateurs hyperfréquences à faible bruit mais à faible bande passante [1, 2]. La réalisation de diodes tunnel ou de diodes à capacité variable dont la capacité de jonction et les éléments parasites (résistance de contact et self inductance de connexion) deviennent de plus en plus faibles, permet de concevoir des amplifications aux très hautes fréquences.

L'amplification à faible largeur de bande peut-être obtenue en utilisant presque directement ces composants non linéaires dans les circuits classiques de transmissions, en éliminant l'influence des éléments parasites par leur incorporation dans les éléments mêmes des circuits, qui le plus souvent sont accordés sur les fréquences à amplifier. On peut ainsi, lorsqu'il s'agit d'amplification utilisant les diodes à capacité variable, utiliser ces circuits accordés pour « filtrer » la fréquence utile et éliminer toutes les fréquences indésirables, génératrices de bruit, engendrées dans l'élément non linéaire sur lequel sont appliqués à la fois un signal extérieur et un signal de « pompe ». C'est le type d'amplificateurs paramétriques à cavité dont les bandes passantes sont en général très étroites.

Dans un nouveau type d'amplificateurs paramétriques à diodes [3, 4] réparties, l'élargissement de la bande passante est réalisé par une diminution du gain, compensé par un nombre assez important de diodes. Ces diodes sont disposées le long d'une ligne de transmission à haute impédance dont les propriétés sélectives, compte tenu des éléments fixes de la diode, permettent le filtrage entre la fréquence désirée et les autres. La transmission de la puissance de pompe s'effectue sur une ligne parallèle et ne peut se propager sur la ligne principale sur laquelle elle est couplée. Enfin, une condition de phase permet l'amplification dans un sens, et l'atténuation dans l'autre sens (évitant ainsi l'utilisation d'éléments non réciproques) ce qui favorise la stabilité de l'amplificateur. La bande passante reste malgré tout réduite et la détermination des circuits de filtrage et d'« isolation » entre diodes n'est pas traitée de façon systématique.

L'utilisation de diodes tunnel comme éléments actifs permet une amplification analogue mais réalisée dans les deux sens. C'est là un inconvénient compensé par un fonctionnement plus simple.

L'étude qui suit se rapporte à la conception et la réalisation d'un amplificateur hyperfréquences ayant un gain constant dans une bande de fréquences très large, adapté à la ligne de transmission dans laquelle il est inséré, et possédant éventuellement des propriétés de filtrage données à l'avance (utiles dans le cas d'un amplificateur à diodes paramétriques pour éviter par exemple la circulation de la puissance de pompe). Une application pratique de cette étude a fait l'objet d'un dépôt de brevet [5].

Le but du deuxième chapitre : théorie de l'amplification à large bande par la synthèse de quadripôles actifs est de donner la solution théorique d'une structure possédant en particulier des propriétés d'amplification à large bande sans préciser toutefois la nature des « éléments actifs » qui sont utilisés. Ultérieurement, ces derniers seront identifiés aux diodes tunnel en particulier dans l'expérimentation décrite au chapitre 7. Cette structure adaptée à la ligne de transmission dans laquelle elle est insérée permettra d'envisager au chapitre 6 la mise en cascade de n quadripôles actifs.

II. THÉORIE DE L'AMPLIFICATEUR A LARGE BANDE PAR LA SYNTHÈSE DE QUADRIPOLES ACTIFS.

II.1. Rappel. — Dans tout ce qui suit nous utiliserons souvent des notions d'électricité théorique sur les réseaux et filtres, en particulier la notion de quadripôles en treillis. Le théorème de Bartlett sur l'équivalence entre un quadripôle passif réversible et son treillis symétrique sera plusieurs fois appliqué (*).

II.2. Synthèse d'un quadripôle actif.

Il est possible de déterminer un quadripôle réactif en treillis possédant par exemple s'il est du type passe-bas, une *bande passante* allant de la fréquence 0 à une certaine fréquence de coupure dans laquelle l'impédance caractéristique « normalisée » est aussi voisine de 1 que l'on veut, et une *bande affaiblie* allant de la fréquence de coupure à la fréquence infinie dans laquelle l'affaiblissement est aussi grand que l'on veut. L'affaiblissement par contre dans la bande passante est nul (en toute rigueur aussi voisin de zéro que l'impédance caractéristique est voisine de 1). (**)

A partir de ces considérations, est-il possible de déterminer un quadripôle possédant les propriétés précédemment énumérées, mais possédant dans la bande passante un gain constant à la place d'un affaiblissement nul ?

Le problème posé consiste donc à trouver un quadripôle possédant les propriétés suivantes :

- a) gain constant dans une *bande passante* donnée,
- b) impédance caractéristique normalisée aussi voisine que possible de l'unité,
- c) affaiblissement supérieur à une valeur bien définie dans une *bande affaiblie*.

Les conditions b et c peuvent être réalisées en utilisant un quadripôle du type en treillis symétrique où l'exposant de transfert et l'impédance caractéristique sont indépendants.

Supposons donc connu un tel quadripôle et soient $z_1 = qz$ et $z_2 = z/q$ les impédances de ses bras horizontaux et diagonaux, avec $q = \operatorname{th} \frac{\theta}{2}$, z : impédance caractéristique normalisée, θ : exposant de transfert ; z_1 et z_2 sont des réactances pures qui peuvent se mettre sous forme d'un rapport de 2 polynômes de la variable complexe $p = j\omega$. Dans le plan complexe $R + jX$ les points représentatifs des impédances z_1 et z_2 sont donc situés sur l'axe imaginaire et le décrivent dans le sens allant de $-\infty$ à $+\infty$ lorsque la fréquence croît de 0 à l'infini.

Considérons à présent un quadripôle en treillis dont les impédances z_1 et z_2 ne sont plus des réac-

tances pures, mais comportent en plus des éléments résistants (négatifs ou positifs). Nous supposons de plus que dans la bande passante l'impédance caractéristique du quadripôle soit égale à 1.

Les deux impédances z_1 et z_2 dans la bande passante seront donc liées par la relation $z_1 z_2 = 1$. Cherchons la condition nécessaire et suffisante pour que dans la bande passante (caractérisée par la relation $z_1 z_2 = 1$) le quadripôle ait un gain constant quelle que soit la fréquence.

L'exposant de transfert $\theta = M + jN$ [6]

(N : paramètre de déphasage, M : paramètre de gain) est lié aux impédances du treillis par la relation :

$$\theta = 2 \operatorname{argth} \sqrt{\frac{z_1}{z_2}} = \log_e \left[\frac{(z_1/z_2)^{1/2} + 1}{(z_1/z_2)^{1/2} - 1} \right].$$

Pour que le quadripôle en treillis ait un gain constant dans sa bande passante indépendant de la fréquence (c'est-à-dire M négatif et constant), il faut et il suffit que

$$\left| \frac{\sqrt{z_1/z_2} + 1}{\sqrt{z_1/z_2} - 1} \right| = k < 1 ;$$

k : nombre positif constant inférieur à 1. Cette condition prend la forme suivante en tenant compte de la relation $z_1 z_2 = 1$ dans la bande passante :

$$|(z_1 + 1)/(z_1 - 1)| = k < 1.$$

Dans le plan complexe, si M_1 est le point représentatif de z_1 , $|(z_1 + 1)/(z_1 - 1)|$ représente le rapport : M_1P/M_1Q . Ce rapport constant caractérise un gain ($k < 1$), ou un affaiblissement ($k > 1$) constant du quadripôle.

Le lieu géométrique des points M_1 du plan complexe tel $M_1P/M_1Q = k$ est un faisceau de cercles admettant les points P et Q comme points de Poncelet. Chaque cercle est caractérisé par un nombre k définissant un gain ou un affaiblissement donnés. Si de plus nous imposons à k la condition

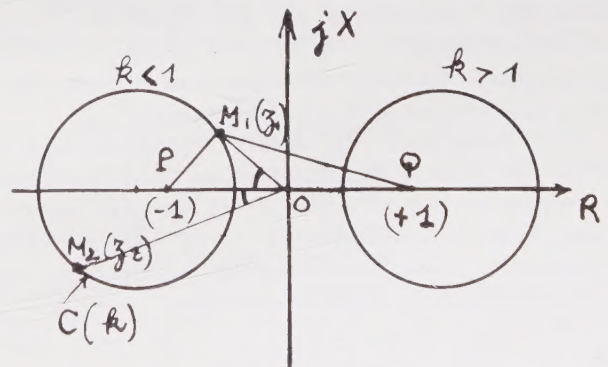


FIG. 1. — Lieu des impédances des bras horizontal (z_1), et diagonal (z_2) d'un treillis à gain constant ($k < 1$) ou à affaiblissement constant ($k > 1$).

qu'il soit inférieur à 1, cela veut dire que z_1 devra décroître, quand la fréquence varie et dans la bande passante, un cercle $c(k)$ situé à gauche de l'axe imaginaire (fig. 1).

(*) Voir [20] paragraphe II.1 : Rappel des notions fondamentales.

(**) Voir [6] chapitre IX : Constitution des filtres en treillis.

Une inversion de pôle 0 et de puissance d'inversion 1 transforme le cercle $c(k)$ en lui-même et z_1 en $1/z_1$ donc z_2 .

z_1 et z_2 dans la bande passante devront décrire le cercle $C(k)$ situé à gauche de l'axe imaginaire.

Comme nous l'avons vu au début de ce paragraphe, un quadripôle en treillis, dont les impédances sont réactives et répondant aux conditions d'adaptation dans la bande passante et d'affaiblissement dans la bande non passante, à ses impédances z_1 et z_2 situées sur l'axe imaginaire. Pour trouver un quadripôle en treillis répondant à la condition de gain constant dans la bande passante, il suffit

du treillis réactif et z_1 l'impédance « normalisée » du treillis à gain constant.

Comme dans la bande passante du treillis à gain constant nous posons $z_1 \cdot z_2 = 1$ et que pour le treillis réactif nous avons $z_1 \cdot z_2 = 1$, la transformation liant z_2 à z_2'' est la suivante :

$$z_2'' = \left[\frac{1}{z_2} + a_0 \right] / \left[b_0 \left(\frac{1}{z_2} + a_0 \right) + 1 \right],$$

ou

$$y_2'' = b_0 + 1/(y_2 + a_0),$$

qui représente la même transformation géométrique réalisée cette fois sur les admittances normalisées.

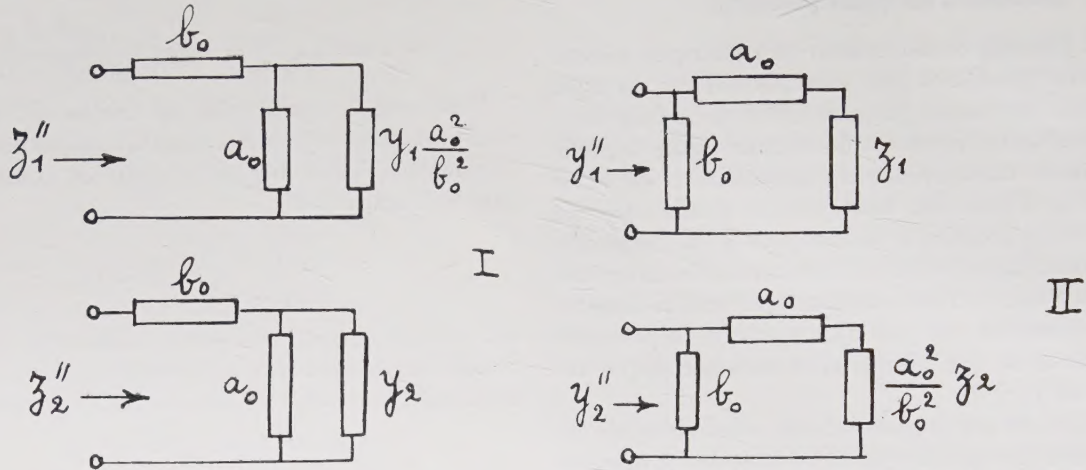


FIG. 2. — Transformations entre impédances (ou admittances) de treillis réactif et actif. I : b_0, z_1'', z_2'' homogènes à impédances ; $a_0, y_2, y_1, a_0^2/b_0^2$ homogènes à admittances ; II : b_0, y_1'' et y_2'' homogènes à admittances ; a_0, z_1 et $a_0^2 z_2^2/b_0^2$ homogènes à impédances.

d'effectuer sur les impédances z_1 et z_2 du quadripôle réactif, la transformation qui dans le plan complexe fait correspondre l'axe imaginaire au cercle $C(k)$. Cela revient, en s'appuyant sur le théorème de Bartlett [7], à associer de chaque côté du quadripôle purement réactif, possédant des propriétés d'adaptation dans la bande passante et sélectives dans la bande affaiblie, un quadripôle opérant cette transformation géométrique sur les impédances pour donner finalement un quadripôle global possédant les propriétés énoncées précédemment en particulier un gain constant dans la bande passante.

Une translation du cercle C parallèlement à l'axe réel pour le faire passer par 0, suivie d'une inversion de pôle 0, suivie d'une nouvelle translation, suffit à transformer le cercle $C(k)$ en l'axe imaginaire. Cette transformation géométrique sur z_1 se traduit par la relation suivante :

$$z_1'' = \frac{1}{(z_1 + a_0)} + b_0,$$

a_0 et b_0 sont liés par la relation :

$$b_0 (1 + a_0 b_0) = a_0$$

où z_1 représente l'impédance horizontale normalisée

La transformation qui lie z_2 à z_2'' peut également s'écrire :

$$z_2'' = b_0 + \frac{1}{((a_0^2/b_0^2) \cdot z_2 + a_0)}.$$

Les transformations faisant correspondre z_1 à z_1'' et z_2 à z_2'' sont schématisées sur la figure 2.

Il est à noter que les propriétés du quadripôle

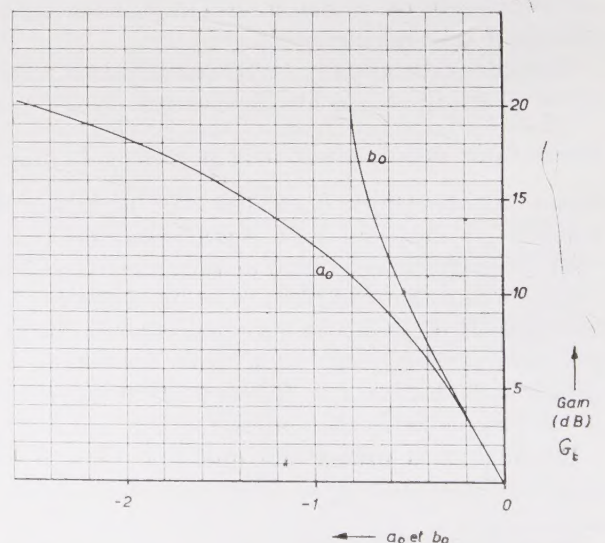


FIG. 3. — Gain du quadripôle en fonction de a_0 et b_0 (a_0 et b_0 négatifs).

● Ce signe typographique indique les formules encadrées sur le manuscrit.

réactif, aussi bien que celles du quadripôle complet, ne sont pas changées lorsque l'on permutte soit Z_1 et Z_2 , soit Z_1' et Z_2' .

Les figures 3 et 4 donnent les valeurs des coefficients a_0 et b_0 liés par la relation précédente (1), en fonction du gain du quadripôle.

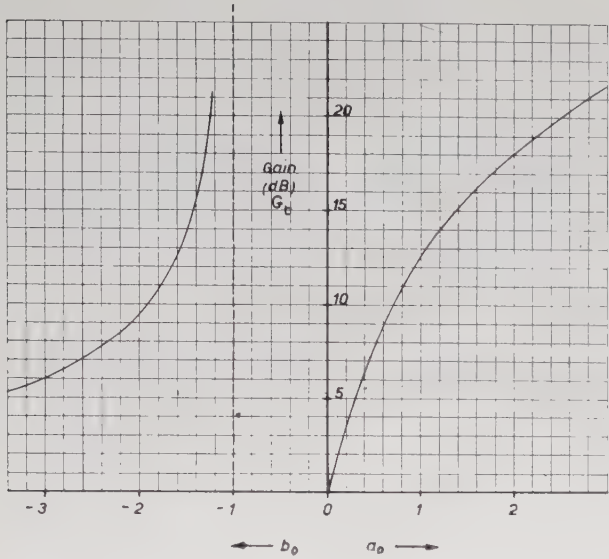


FIG. 4. — Gain du quadripôle en fonction de a_0 et b_0 (a_0 positif, b_0 négatif).

On a distingué les deux cas suivant que a_0 est positif ou négatif, le coefficient b_0 restant toujours négatif comme le montre la transformation géométrique utilisée.

Si les propriétés sélectives ne sont pas nécessaires, et ce sera le cas dans les développements ultérieurs concernant un amplificateur à diodes tunnel, le quadripôle réactif disparaît (se caractérisant par $z_1 = 0$ et $z_2 = \infty$) et les schémas possibles des quadripôles actifs sont donnés sur la figure 5.

Pour chacun des deux exemples de structure précédente, on peut avoir soit a et b négatifs (fig. 3), soit a positif et b négatif (fig. 4).

II.3. Réalisation d'un quadripôle actif.

Le paragraphe précédent montre qu'il est possible

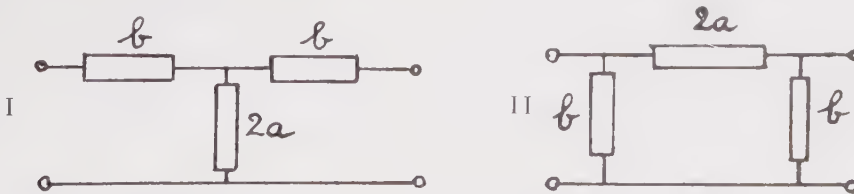


FIG. 5. — Schémas de quadripôles actifs dénués de propriétés sélectives : I) avec b homogène à impédance, et $2a$ homogène à admittance ; avec $Z_1' = b$, $Z_2' = b : 1/a$, $Z_0 = \sqrt{Z_1' Z_2'} = \sqrt{b(1+ab)/a}$; II) avec b homogène à admittance, et $2a$ homogène à impédance ; avec $Y_1' = 1/a + b$, $Y_2' = b$, $Z_0 = \sqrt{1/(Y_1' + Y_2')} = \sqrt{a/b(1+ab)}$.



FIG. 6. — Schéma de quadripôles actifs doués de propriétés sélectives. I) b_0 homogène à une admittance réduite (toujours négative), a_0 homogène à une impédance réduite (positive ou négative), II) b_0 homogène à une impédance réduite (négative) ; a_0 homogène à une admittance réduite (positive ou négative).

de trouver une structure, comportant des éléments négatifs et positifs (éventuellement) doué de propriétés d'amplification à gain constant et d'adaptation et ceci indépendamment de la fréquence. Nous pouvons associer cette structure à un quadripôle réactif Q_2 doué de propriétés sélectives, ne modifiant pas les propriétés de gain constant et d'adaptation.

On obtient par exemple les schémas donnés sur la figure 6.

Les résistances ou conductances réduites a_0 et b_0 sont données suivant la valeur du gain de transfert sur les figures 3 et 4.

Nous avons supposé jusqu'à présent les éléments a_0 et b_0 dépourvus de parties réactives (donc assimilables à des résistances pures négatives et positives).

L'utilisation par exemple, dans la réalisation de ces structures, de diodes tunnel ou diodes paramétriques combinées ou non avec des éléments résistants positifs (a_0 peut être positif ou négatif) nous conduit à des éléments a et b possédant des parties imaginaires et des parties résistances (négatives ou positives) variables avec la fréquence. Les propriétés précédentes : gain absolument constant, et adaptation parfaite dans la bande passante (qui était théoriquement infinie si on ne voulait pas de propriétés sélectives en abandonnant le quadripôle réactif Q_2) ne sont plus vérifiées.

Aussi dans la réalisation de tels amplificateurs (chapitre VII) s'efforcera-t-on de compenser ces « parasites réactifs » inhérents aux semi-conducteurs utilisés. Comme toute compensation, elle ne sera que partielle, et cet inconvénient entraînera une bande passante finie avec des propriétés (gain et adaptation) imparfaites. L'objet du chapitre III sera de déterminer ces propriétés dans le cas réel d'utilisation d'éléments imparfaitement compensés. Le chapitre VI nous permettra d'envisager dans ces mêmes conditions une mise en cascade de n quadripôles actifs (analogues à la structure précédente).

Cependant, malgré les défauts (ou « parasites réactifs ») des éléments utilisés dans les quadripôles

actifs, les propriétés cette fois fluctuantes du gain, de l'adaptation (fluctuations que l'on s'efforcera de réduire le plus possible) seront valables pour des grandes largeurs de bande de fréquences (chapitre VII). Un seul quadripôle actif du type précédent pourra par exemple couvrir un rapport de fréquence de 7 avec un gain supérieur à 10 dB.

L'objet de ce paragraphe est de montrer dans le cas d'utilisation de diodes tunnel comment on peut envisager de telles compensations que la diode soit disposée en série ou en parallèle dans le quadripôle actif.

Les développements les plus récents montrent l'apparition de diodes Esaki (ou diodes à effet tunnel) pouvant fonctionner à très hautes fréquences et dont la mécanique quantique (et non la physique classique) peut seule expliquer « l'effet tunnel ».

La figure 7 donne la caractéristique tension-courant de la diode Esaki, et le schéma électrique.

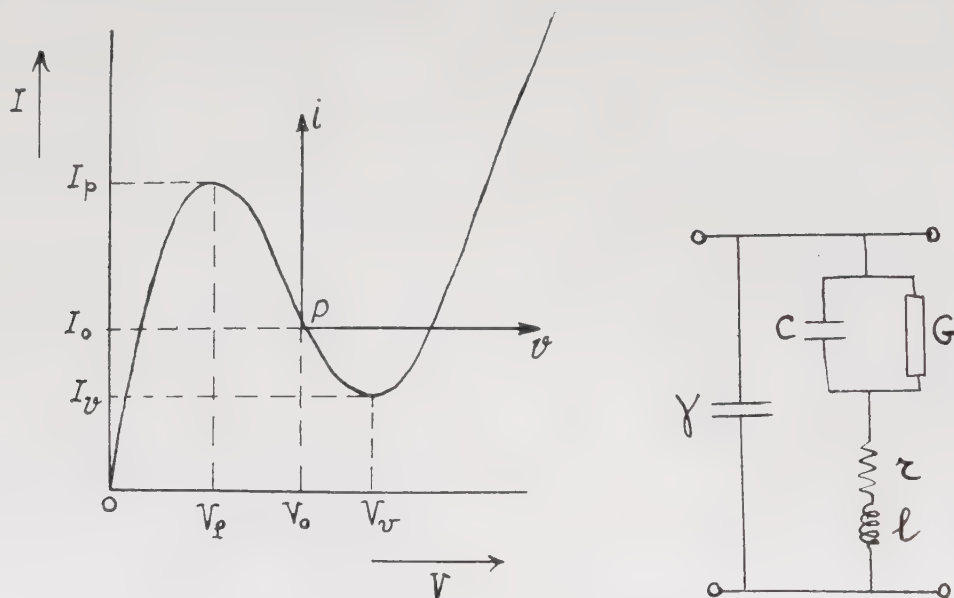


FIG. 7. — Caractéristique courant tension et schéma électrique d'une diode tunnel.

Les paramètres caractéristiques sont: le courant et la tension de pointe (I_p et V_p), le courant et la tension à la « vallée » (I_v et V_v), la résistance négative la plus grande (la plus faible en valeur absolue) au point d'inflexion de la partie descendante de la caractéristique. Les éléments du schéma électrique sont les suivants :

C : capacité de jonction,

γ : capacité de l'enrobage de diode,

G : conductance négative $G = \delta I / \delta V$,

r : résistance de pertes (jonction et connexion),

l : self inductance parasite de connexion,

C et G sont essentiellement fonction de la tension de polarisation V_0 de la diode tunnel. On donne généralement la valeur de C (qui est minimum) à la « vallée ».

La fréquence de résonance de la diode définie par

$$f_r = (1/2\pi C) \sqrt{(G/r) - G^2},$$

est la fréquence à partir de laquelle la partie réelle de l'impédance de la diode devient positive et ne peut plus être utilisée comme élément « actif ».

Les diodes les plus récentes, que l'on peut utiliser en hyperfréquences, ont les valeurs suivantes :

C : une fraction de picofard ($\geq 0,4$ pF),

γ : de l'ordre de 0,3 pF,

r : de l'ordre de quelques ohms,

$\rho_0 = (-1/G)$ minimum : compris entre 30 et 100 ohms,

l : de l'ordre de 0,3 nH,

f_r : de l'ordre de quelques dizaines de GHz.

Examinons la compensation des éléments réactifs de la diode tunnel dont nous supposons pour l'instant les éléments r et l négligeables.

II.3.1. — Diode utilisée en série

Dans la réalisation d'un élément négatif disposé en série dans le quadripôle actif (voir fig. 6), et

constitué par une diode tunnel une première compensation consiste à disposer aux bornes de la diode une self inductance L qui constitue avec la capacité $C + \gamma$ un circuit anti-résonant. (à la fréquence centrale f' de la bande passante). La compensation est parfaite à la seule fréquence centrale f' .

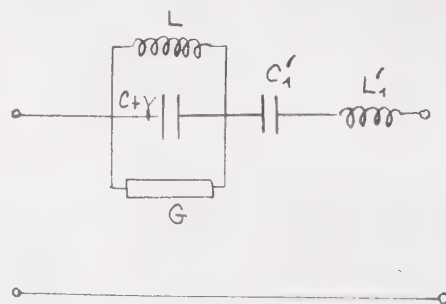


FIG. 8. — Compensation de la diode tunnel utilisée en série.

Une résiduelle réactive apparaît lorsque l'on s'écarte de part et d'autre de cette fréquence f' , et de plus la résistance équivalente négative est variable en fonction de la fréquence.

On montre facilement (*) qu'une compensation plus complète consiste à ajouter en série un circuit « résonant série » L'_1, C'_1 (voir fig. 8.)

II.3.2. — Diode utilisée en parallèle.

Dans le cas, où, comme précédemment, on néglige l , la capacité $C + \gamma$ vient en parallèle sur G conductance négative. Pour compenser partiellement ou complètement cette capacité on peut par exemple déterminer un quadripôle Q_1 symétrique parfaitement adapté dans sa bande passante, et dont l'élément d'entrée disposé en parallèle est une capacité.

Si cette dernière capacité est supérieure ou égale à $C + \gamma$, la compensation de la diode est parfaite ; il suffit en effet d'utiliser la capacité existante $C + \gamma$ de la diode pour réaliser avec une capacité résiduelle la capacité du quadripôle Q_1 . Si la capacité est inférieure à $C + \gamma$ la compensation de la diode sera imparfaite.

La détermination du quadripôle Q_1 en treillis (**) est telle que l'adaptation est réalisée dans la bande passante du quadripôle actif en utilisant l'approximation au sens de Tchebitchef de la fonction caractéristique. Ce quadripôle Q_1 n'étant pas nécessairement doué de propriétés sélectives dans la bande non passante, on choisira la fonction de transfert la plus simple. Le passage du quadripôle de la forme en treillis à la forme en échelle s'effectue en appliquant le théorème de Bartlett [7]. La figure 9 donne la définition du quadripôle Q_1 en

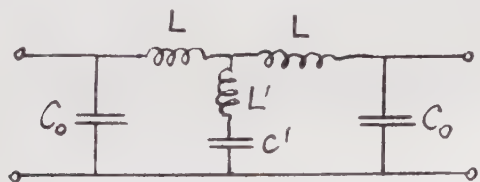


FIG. 9. — Quadripôle de compensation de la diode tunnel disposée en parallèle.

échelle dont la fonction caractéristique ne varie pas plus de 2 % dans la bande passante.

Les valeurs des éléments sont les suivantes :

$$\begin{aligned} C_0 &= 0,653/R\omega_0 = 0,083/R.F_0, \\ L &= 0,98 R/\omega_0 = 0,125 R/F_0, \\ L' &= 0,875 R/\omega_0 = 0,112 R/F_0, \\ C' &= 0,732/\omega_0 R = 0,093/R.F_0, \end{aligned}$$

où R est l'impédance de charge, et F_0 la fréquence supérieure de la bande passante. La compensation sera légèrement modifiée si l'on tient compte des éléments parasites l et r . En examinant l'influence des coefficients a et b cette fois complexes, (devant

cependant rester voisins des valeurs théoriques déterminées au paragraphe II.2.), on pourra déduire les variations possibles du gain et de l'adaptation autour des valeurs théoriques. Ce sera l'objet des chapitres VII et VIII en utilisant les résultats des chapitres III et VI.

III. DÉTERMINATION THÉORIQUE DU GAIN ET DE LA STABILITÉ.

Nous considérons le cas où le quadripôle actif n'est pas doué de propriétés sélectives (quadripôle réactif central inexistant).

Nous prenons le cas où d'après les notations du paragraphe précédent, $2a$ est une résistance positive et b une admittance disposée en parallèle. Les quadripôles Q_1 permettent de compenser ou partiellement ou complètement, la partie réactive de l'élément b supposé être une diode tunnel. (Voir fig. 10).

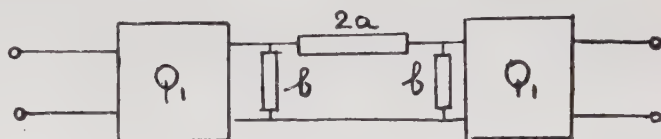


FIG. 10 — Schéma synoptique du quadripôle actif compensé.

Comme il est indiqué au paragraphe précédent le quadripôle Q_1 , peut comporter des éléments de la forme cellule passe-bas réactive.

Nous supposons que la capacité γ de la diode tunnel (voir fig. 7) (toujours de l'ordre de 0,3 pF pour les diodes les plus usuelles) fasse partie de la capacité d'entrée du quadripôle de compensation Q_1 .

Nous avons vu au paragraphe II.3.2. que le quadripôle Q_1 de compensation est déterminé pour donner dans la bande passante du quadripôle actif une impédance caractéristique très voisine de l'impédance de charge.

Dès lors dans la bande passante et compte tenu de cette adaptation les impédances de charge R sont conservées et le schéma du quadripôle actif est donné sur la figure 11.

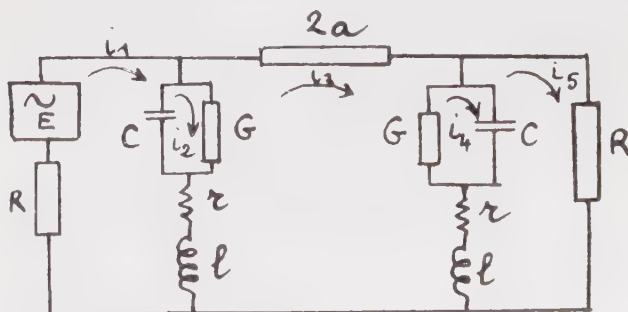


FIG. 11. — Schéma du quadripôle actif chargé.

Il est inséré dans une ligne de transmission d'impédance caractéristique R , entre un générateur de tension E d'impédance interne R et une charge R . Posons $E = E_0 \sin \omega t$ où ω est la pulsation du générateur, et E_0 son amplitude.

Nous ne tenons pas compte pour l'instant du système de polarisation de chaque diode tunnel.

(*) Voir [20] paragraphe II.3.1.

(**) voir [20] paragraphe II.3.2.

Le calcul des courants instantanés dans les différentes mailles nous donnera l'expression du gain d'une part, et les conditions d'une bonne stabilité dans le fonctionnement, d'autre part.

Dans un tel réseau connexe si L est le nombre de branches, s le nombre de sommets, le nombre m de mailles indépendantes donnant le nombre minimal de relations entre les différents courants et tensions est donné par la relation :

$$m = L - s + 1.$$

Ici nous avons

$$L = 9, \quad s = 5 \quad \text{d'où} \quad m = 5.$$

Pour résoudre complètement le système il suffit de connaître cinq relations.

Prenons les 5 mailles apparaissant de façon évidente sur la figure 11 et soient $i_1, i_2, \dots, i_5$ les courants.

Les relations de Kirchhoff appliquées aux 5 mailles donnent en choisissant un sens positif pour les courants :

$$(1) \quad Ri_1 + \frac{1}{C} \int (i_1 - i_2) dt + r(i_1 - i_3) + l \frac{d}{dt} (i_1 - i_3) = E_0 \sin \omega t,$$

$$(2) \quad \frac{1}{C} \int (i_2 - i_1) dt + \frac{1}{G} (i_2 - i_3) = 0,$$

$$(3) \quad r(i_3 - i_1) + l \frac{d}{dt} (i_3 - i_1) + \frac{1}{G} (i_3 - i_2) + 2ai_3 + \frac{1}{G} (i_3 - i_4) + r(i_3 - i_5) + l \frac{d}{dt} (i_3 - i_5) = 0,$$

$$(4) \quad \frac{1}{G} (i_4 - i_5) + \frac{1}{C} \int (i_4 - i_4) dt = 0,$$

$$(5) \quad r(i_5 - i_3) + l \frac{d}{dt} (i_5 - i_3) + \frac{1}{C} \int (i_5 - i_4) dt + Ri_5 = 0.$$

C'est un système de 5 équations différentielles aux 5 inconnues i_1 à i_5 . Nous pouvons réduire ces 5 équations différentielles à 5 équations linéaires en appliquant la transformée de Laplace et les règles du calcul symbolique aux deux membres de chaque équation.

Finalement chaque courant peut se mettre sous la forme suivante (*): (I_i est le courant transformé de i_i).

$$I_i = E_0 \omega \Delta_i / (s^2 + \omega^2) \delta_i,$$

avec s : variable d'intégration dans le plan complexe, δ : déterminant global du système et Δ_i mineur de δ correspondant à l'élément commun à la 1^{re} ligne et à la i ^e colonne.

On peut mettre, quel que soit i , le mineur Δ_i sous la forme :

$$\Delta_i = \Delta_1^i / G^2 C^2 s^2,$$

Δ_1^i est un polynôme de degré inférieur ou égal à Δ lui-même produit de deux polynômes du second degré en s égal à : $\Delta = \delta \cdot G^2 C^2 s^2$,

Le courant I_i s'écrit donc :

$$I_i = E_0 \omega \Delta_1^i (s) / (s^2 + \omega^2) \Delta(s),$$

et peut être décomposé en éléments simples sous la forme suivante :

$$I_i = -\frac{E_0 \omega}{(s + j\omega)} \cdot \frac{1}{2j\omega} \cdot \frac{\Delta_1^i(-j\omega)}{\Delta(-j\omega)} + \frac{E_0 \omega}{s} \cdot \frac{1}{j\omega} \cdot \frac{1}{2j\omega} \cdot \frac{\Delta_1^i(+j\omega)}{\Delta(+j\omega)} + \sum_{i=1}^{i-4} \frac{\beta_i}{(s - \alpha_i)},$$

ou les α_i sont les racines (réelles ou complexes) du polynôme Δ (également racines du déterminant δ) et β_i des coefficients.

En prenant la fonction inverse il vient :

$$i_i = -\frac{E_0 \omega \Delta_1^i(-j\omega)}{2j\omega \Delta(-j\omega)} e^{-j\omega t} + \frac{E_0 \omega \Delta_1^i(j\omega)}{2j\omega \Delta(j\omega)} e^{j\omega t} + \sum_{i=1}^{i-4} \beta_i e^{\alpha_i t}.$$

Pour que chaque courant soit stable, c'est-à-dire n'augmente pas indéfiniment quand t augmente indéfiniment, il faut et il suffit que $\text{Re}(\alpha_i) < 0$, où Re signifie partie réelle. C'est le critère de stabilité. Il faut donc pour qu'il y ait stabilité que toutes les racines du déterminant δ ou du polynôme Δ produit de deux polynômes du 2^e degré, aient leurs parties réelles négatives. Le critère de « Routh » appliqué au polynôme Δ permet d'exprimer cette condition [8].

Pour qu'un polynôme à variable complexe s de la forme $p(s) = a_0 s^n + a_1 s^{n-1} + \dots + a_n$ ait toutes ses racines s_i telles que $\text{Re}(s_i) < 0$, il faut que les coefficients du tableau suivant soient tous positifs :

$$\begin{array}{cccc} a_0 & a_2 & a_4 & \dots \\ a_1 & a_3 & a_5 & \dots \\ b_0 & b_2 & b_4 & \dots \\ b_1 & b_3 & b_5 & \dots \end{array}$$

avec

$$\begin{aligned} b_0 &= a_2 - a_0 a_3 / a_1, \\ b_2 &= a_4 - a_0 a_5 / a_1, \\ b_1 &= a_3 - a_1 b_2 / b_0. \end{aligned}$$

Comme le polynôme Δ se réduit au produit de deux polynômes du 2^e degré en s , il suffit d'appliquer le critère de « Routh » à chacun d'entre eux [on pose $G = -1/\rho$ (ρ résistance positive)].

Tous calculs faits on trouve les conditions suivantes de stabilité :

$$\begin{aligned} (6) \quad & \rho > l/C(R + r), \\ (7) \quad & \rho > (R + r), \\ (8) \quad & \rho > l/C[r + aR/(a + R)], \\ (9) \quad & \rho > r + aR/(a + R). \end{aligned}$$

Comme a est positif ces 4 conditions se réduisent aux deux inégalités (7) et (8) qui entraînent automatiquement les deux autres.

(*) voir [20] Calcul au chapitre III.

En supposant vérifiées les conditions de stabilité précédentes les courants deviennent, en considérant leur valeur au bout d'un certain temps (pour permettre aux courants du type $\beta_i e^{\alpha i t}$ d'être suffisamment amortis), égaux à :

$$i_i = \frac{E_0}{2} \left[\cos \omega t \left(\frac{\Delta_1^i(+j\omega)}{j\Delta(+j\omega)} - \frac{\Delta_1^i(-j\omega)}{j\Delta(-j\omega)} \right) + \sin \omega t \left(\frac{\Delta_1^i(-j\omega)}{\Delta(-j\omega)} + \frac{\Delta_1^i(j\omega)}{\Delta(+j\omega)} \right) \right],$$

que l'on peut mettre finalement sous la forme :

$$i_i = E_0 \sqrt{\frac{\Delta_1^i(+j\omega) \cdot \Delta_1^i(-j\omega)}{\Delta(+j\omega) \cdot \Delta(-j\omega)}} \cdot \sin(\omega t + \varphi_i),$$

i_i est bien un courant stable de pulsation ω . Le déphasage φ_i correspond au déphasage entre le courant i_i et la force électromotrice $E_0 \sin \omega t$ d'origine.

Calculons par exemple le courant i_5 qui donnera en même temps le gain d'insertion de l'amplificateur défini par le rapport de la puissance fournie à la charge réelle R soit $R|i_5|^2$ à la puissance maximale que l'on peut tirer du générateur [7] soit

$$G_i^2 = 4R^2 |i_5|^2 / E_0^2.$$

D'où le gain en tension :

$$G_i = 2R |i_5| / E_0.$$

Un calcul simple donne :

$$\Delta_5 = [lCs^2 + s(rC + Gl) + 1 + rG]^2 / G^2 C^2 s^2,$$

d'où

$$\Delta_1^5 = [lCs^2 + s(rC + Gl) + 1 + rG]^2.$$

Le courant i_5 s'écrit :

$$i_5^2 = E_0^2 \frac{\Delta_1^5(+j\omega) \cdot \Delta_1^5(-j\omega)}{\Delta(+j\omega) \cdot \Delta(-j\omega)} \cdot \sin^2(\omega t + \varphi_5).$$

On montre que

$$\Delta_1^5(j\omega) \cdot \Delta_1^5(-j\omega) = (G^2 + C^2 \omega^2) |Z_1'|^4,$$

Z_1' étant l'impédance de diode :

$$Z_1' = (G - jC\omega) / (G^2 + C^2 \omega^2) + r + j\omega,$$

et

$$\Delta(j\omega) \cdot \Delta(-j\omega) = 4 |Z_2'|^2 |Z_3'|^2 (G^2 + C^2 \omega^2)^2 (a + R)^2,$$

avec

$$Z_2' = Z_1' + R \quad \text{et} \quad Z_3' = Z_1' + aR / (a + R).$$

i_5 prend finalement la forme suivante :

$$i_5 = E_0 \frac{|Z_1'|^2}{2 |Z_2'| |Z_3'| (a + R)} \cdot \sin(\omega t + \varphi_5),$$

et le gain d'insertion de l'amplificateur (en tension) prend finalement la forme :

$$\bullet \quad (10) \quad G_i = \frac{|Z_1'|^2}{|Z_2'| |Z_3'|} \cdot \frac{R}{a + R}.$$

Cette expression suppose que $|Z_2'|$ et $|Z_3'|$ sont différents de zéro, $Z_2' = 0$ correspond aux conditions imites de stabilité (6) et (7) établies précédemment

pour lesquelles on a une oscillation soit à la fréquence

$$f = \frac{1}{2\pi C} \sqrt{\frac{C}{l} - \frac{1}{\rho^2}},$$

soit à la fréquence 0 (*).

$Z_3' = 0$ correspond également à la limite de stabilité (8) établie précédemment. L'expression de G_i permet un calcul rapide du gain d'insertion dans une bande de fréquences donnée connaissant l'impédance de la diode. Soit (C) la courbe représentant cette impédance de diode en fonction de la fréquence et rapportée à R dans un système de coordonnées rectangulaires (voir fig. 12).

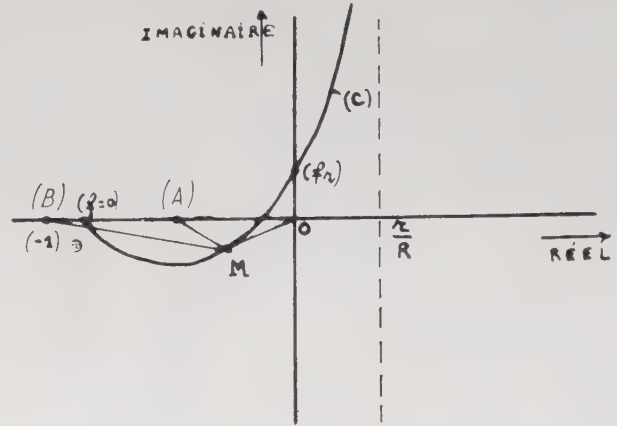


FIG. 12. — Construction géométrique du gain d'insertion.

Si B représente le point d'abscisse -1 ($R = 1$) et A le point d'abscisse $-a/(a+1)$ le gain est mesuré graphiquement par l'expression :

$$\bullet \quad (13) \quad G_i = \frac{\overline{OM}^2}{\overline{MA} \cdot \overline{MB}} \cdot \frac{1}{a + 1} = K \cdot \frac{\overline{OM}^2}{\overline{MA} \cdot \overline{MB}}.$$

Quand le point M décrit la courbe C, on obtient ainsi directement sans calcul le gain d'insertion pour chaque fréquence.

Nous voyons que si le quadripôle Q_1 permet de compenser partiellement ou en totalité la partie réactive de la diode sans toutefois apporter de perturbation dans la ligne de transmission il suffira de retirer cette compensation de l'impédance de diode pour appliquer ensuite la construction graphique précédente et déduire le gain d'insertion.

De même le système de polarisation de la diode aussi parfait soit-il, ramène toujours une petite perturbation disposée en parallèle sur la diode. En retouchant ainsi la courbe d'impédance de la diode nous pouvons encore appliquer ensuite la construction graphique. (Un exemple d'application sera donné au chapitre VII).

IV. DÉTERMINATION DU FACTEUR DE BRUIT.

Les sources de bruit dans l'amplificateur de la figure 11 sont les suivantes :

A) le bruit de jonction de la diode tunnel dont le

(*) Voir [20] au chapitre III : Condition limite de stabilité.

carré de la tension en série avec la diode est donnée par l'expression suivante [9] :

$$|U_N|^2 = r_1^2 2ei \Delta f,$$

avec

$$r_1^2 = 1/(G^2 + C^2 \omega^2),$$

e : charge élémentaire,

i : courant de fonctionnement de la diode,

Δf : bande passante ;

B) les bruits des résistances : r de la diode, $2a$ de l'amplificateur et R du générateur donnés par les carrés des tensions :

$$|U_r|^2 = 4kT_0 \Delta f \cdot r,$$

$$|U_a|^2 = 4kT_0 \Delta f \cdot 2a,$$

$$|U_R|^2 = 4kT_0 \Delta f \cdot R,$$

k : constante de Boltzman,

T_0 : température absolue (300° Kelvin).

Le schéma de l'amplificateur avec ses sources de bruit est donné sur la figure 13.

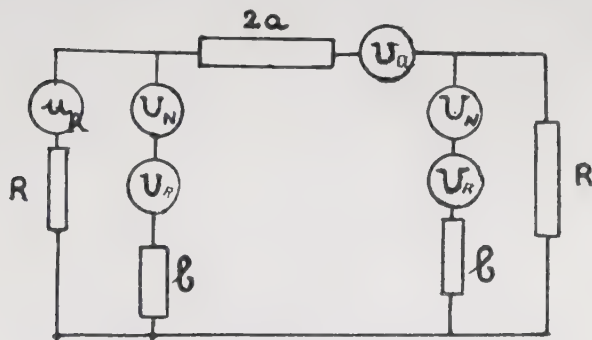


FIG. 13. — Sources de bruit de l'amplificateur chargé.

Chacun des bruits est considéré séparément et indépendamment des autres. Les puissances de bruit dissipées dans la charge R seront finalement additionnées pour donner la puissance globale du bruit.

IV.1. Calcul du bruit dû à la résistance interne du générateur et dissipé dans la charge R .

Si G_i est le gain d'insertion de l'amplificateur, la puissance P_u de bruit dissipée dans R est donnée par l'expression :

$$P_u = G_i^2 |U_R|^2 / 4R,$$

par suite de la définition même du gain d'insertion [7]. En explicitant U_R^2 on trouve :

$$P_u = G_i^2 kT_0 \Delta f.$$

IV.2. Calcul du bruit produit par la résistance $2a$ et dissipé dans la charge R .

Par suite de la symétrie il y a équirépartition de la puissance de bruit dans les deux résistances R , et le calcul se trouve simplifié ; on trouve finalement pour la puissance de bruit dans R :

$$P'(U_a) = \frac{|U_a|^2 R}{4 |a(1 + bR) + R|^2} = \frac{|1 + bR|^2 G_i^2 |U_a|^2}{4R}$$

G_i étant toujours le gain d'insertion en tension.

Un calcul simple de courants de mailles de la figure 13 donne les résultats suivants (*)

La diode la plus proche du générateur (fig. 13) donnera dans la charge des puissances de bruit de jonction :

$$|U_N|^2 |b|^2 G_i^2 R/4,$$

bruit de la résistance r :

$$|U_r|^2 |b|^2 G_i^2 R/4.$$

La diode la plus proche de la charge R donnera de même les puissances de bruit :

bruit de jonction :

$$|U_N|^2 |b|^2 [2a(1 + bR) + R]^2 G_i^2 / 4R,$$

bruit de la résistance r :

$$|U_r|^2 |b|^2 [2a(1 + bR) + R]^2 G_i^2 / 4R.$$

En additionnant toutes les puissances de bruit et en groupant ceux de jonction des diodes d'une part et ceux des résistances r d'autre part il vient :

$$P = [|U_N|^2 + |U_r|^2] \frac{|b|^2 G_i^2 R}{4} \left[1 + \frac{|2a(1 + bR) + R|^2}{R^2} \right] + \frac{G_i^2 |U|^2}{4R} + \frac{G_i^2 |U_a|^2 (1 + bR)^2}{4R}.$$

Le facteur de bruit F sera par définition le rapport entre la puissance de bruit totale recueillie dans la charge à la puissance de bruit fournie par la résistance du générateur soit

$$G_i^2 |U_R|^2 / 4R.$$

Compte tenu de la formule (10) du gain d'insertion établie au chapitre III et des carrés des tensions de bruit indiqués au début de ce paragraphe il vient :

$$F - 1 = \left[\frac{r_1^2 ei}{2kT_0 R} + \frac{r}{R} \right] |b|^2 R^2 \left[1 + \frac{|2a(1 + bR) + R|^2}{R^2} \right] + \frac{2a}{R} |1 + bR|^2,$$

avec

$$r_1^2 = 1/(G^2 + C^2 \omega^2),$$

$2kT_0/e$ homogène à une tension est égal à $50 \cdot 10^{-3}$ volts.

Si a , b , et r , sont rapportés à l'impédance R et notés a' , b et r' on peut écrire :

$$F - 1 = \left[\frac{r_1^2 i}{R \cdot 50 \cdot 10^{-3}} + r' \right] |b|^2 [1 + |2a'(1 + b') + 1|^2] + 2a' |1 + b'|^2,$$

i : exprimé en ampères.

Si, de plus, la relation, établie au chapitre II entre a_0 et b_0 pour permettre l'adaptation de l'amplificateur à l'impédance caractéristique de la ligne de transmission c'est-à-dire (dans le cas où a et b

(*) voir [20] : Développement au paragraphe IV.2.

sont réels) $b_0(1 + a_0 b_0) = a_0$, est vérifiée, le facteur de bruit F prend la forme suivante :

$$F - 1 = \left[\frac{r_1^2 i}{R \cdot 50 \cdot 10G^3} + r' \right] |b_0|^2 \left[1 + \left| \frac{b_0 + 1}{b_0 - 1} \right|^2 \right] + 2a_0 |1 + b_0|^2.$$

V. DISTORSION NON LINÉAIRE.

V.1. Introduction.

La théorie de l'amplification à large bande faite dans les chapitres précédents suppose des éléments constitutifs ne variant pas en fonction des tensions hyperfréquences appliquées, en particulier de la résistance négative de la diode tunnel.

Cette théorie est donc vraie pour les faibles niveaux. Toutefois pour des niveaux appliqués sur les diodes tunnel non négligeables devant la tension de polarisation des diodes, apparaissent des phénomènes non linéaires donnant lieu d'une part, à des distorsions [10] qui engendrent des harmoniques et d'autre part, à des variations de gain et de facteur de bruit. Ces phénomènes sont imputables à des variations de la conductance négative de la diode en fonction du temps.

Dans ce chapitre on s'attache particulièrement aux variations du gain de transfert du quadripôle actif précédent en fonction du niveau hyperfréquence appliqué à l'entrée. En effet les calculs restent abordables dans ce cas ; ils deviennent rapidement inextricables si l'on veut considérer directement le gain d'insertion.

Au cours du développement du chapitre III nous avons considéré une résistance négative constante pour la diode tunnel indépendamment du niveau hyperfréquence appliqué à ses bornes qui suppose une relation linéaire, entre le courant instantané fonction du temps et la tension appliquée aux bornes de la diode tunnel, de la forme :

$$i = G \cdot v,$$

G : conductance négative.

Ce courant i et cette tension v correspondent à la caractéristique statique de la diode tunnel rapportée à des axes rectangulaires dont l'origine est le point P (V_0 , I_0) de polarisation de la diode (voir fig. 7).

La relation linéaire précédente revient à assimiler au voisinage du point de polarisation de la diode tunnel la caractéristique à sa tangente. Si nous voulons avoir une meilleure représentation du phénomène pour des tensions plus grandes nous pouvons identifier la caractéristique statique au voisinage du point de polarisation à un développement en série entière. La fonction $i = f(v)$ prend la forme :

$$i = K_1 v + K_2 v^2 + K_3 v^3 + \dots + K_n v^n.$$

Comme les courbes sont toutes tangentes au point P on a obligatoirement $K_1 = G$. Se limiter aux deux premiers termes :

$$i = K_1 v + K_2 v^2,$$

c'est, autour du point de polarisation, assimiler la caractéristique statique à une parabole d'axe P_i .

L'assimilation de la caractéristique à une parabole convient en un point où il n'y a pas de changement de sens dans la concavité ; c'est-à-dire en un point de polarisation en dehors du point d'inflexion de la caractéristique.

Ce dernier cas sera traité en assimilant la caractéristique au voisinage du point d'inflexion, à une courbe de la forme

$$i = K_1 v + K_3 v^3 \quad (K_2 = 0).$$

Cela revient à assimiler la caractéristique globale de la diode tunnel (i , v) à une courbe du 3^e degré avec un point d'inflexion à l'origine.

Étant donné la forme de la caractéristique de la diode et sa concavité, seul le cas $K_3 > 0$ est valable.

Pour mettre en évidence les phénomènes non linéaires nous conservons 3 termes dans le développement de la caractéristique statique de la diode tunnel au voisinage du point de polarisation soit :

$$i = f(v) = K_1 v + K_2 v^2 + K_3 v^3.$$

Un fonctionnement en dehors du point d'inflexion de la caractéristique statique est tel que $K_3 = 0$.

Un fonctionnement autour du point d'inflexion de la caractéristique statique est tel que $K_2 = 0$.

Le schéma sur lequel nous effectuons le calcul du gain de transfert est celui de la figure 14.

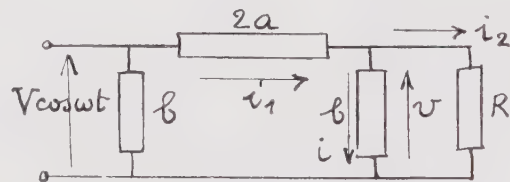


FIG. 14. — Schéma du quadripôle actif pour le calcul de la distorsion non linéaire.

C'est le schéma de base qui a servi aux calculs du chapitre III dans lequel nous supposons, pour la commodité des calculs, que la résistance r et la self inductance l de la diode tunnel (représentée par l'admittance b) sont négligeables, et que la capacité de jonction et la capacité d'enrobage sont incluses dans les quadripôles de compensation disposés de part et d'autre du quadripôle actif (voir début du chapitre III). Ces hypothèses correspondent du reste au cas de fonctionnement de l'amplificateur dans une bande de fréquence bien en-dessous de la fréquence de résonance des diodes tunnel (voir chapitre VII). Dès lors la diode tunnel se comporte comme un élément résistant non linéaire qui pour une tension v hyperfréquence appliquée à ses bornes donne un courant i tel que : (fig. 7).

$$i = f(v) = K_1 v + K_2 v^2 + K_3 v^3.$$

v , donc i_2 , est une fonction du temps dont la décom-

position en série de Fourier donne une composante fondamentale (en ωt) soit : $v(\omega t)$. Le gain de transfert sera par définition :

$$G_t = \left| \frac{v(\omega t)}{V \cos \omega t} \right| = \left| \frac{R i_2(\omega t)}{V \cos \omega t} \right|.$$

Nous avons les relations suivantes :

$$i_1 = i + i_2, \quad v = R i_2, \quad i = f(v), \quad V \cos \omega t = 2 a i_1 + v.$$

On tire facilement de ce système d'équation

$$i = f(v) = \frac{V \cos \omega t}{2a} - v \left[\frac{R + 2a}{2aR} \right], \quad (\text{voir figure 15})$$

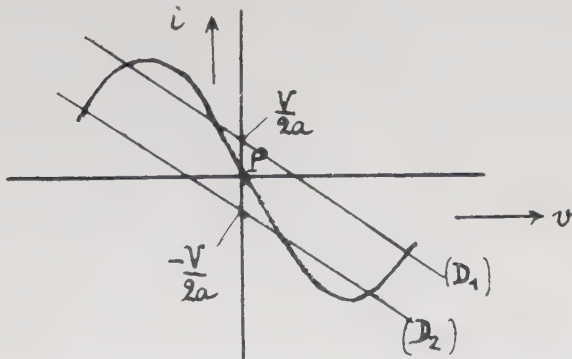


FIG. 15 — Interprétation géométrique du calcul de la distorsion non linéaire

Cela revient pour déterminer v , donc i_2 et par suite G_t à prendre l'intersection de la fonction $i = f(v)$ avec la droite (D) d'équation :

$$i = \frac{V \cos \omega t}{2a} - v \left[\frac{R + 2a}{2aR} \right] \quad (\text{voir figure 15}).$$

Cette droite dont la pente négative est indépendante du temps, se déplace, quand le temps varie, entre deux limites (D_1) et (D_2) définies par les points $V/2a$, et $-V/2a$ sur l'axe des courants.

L'équation en v est la suivante :

$$i = K_1 v + K_2 v^2 + K_3 v^3 = \frac{V \cos \omega t}{2a} - v \left[\frac{R + 2a}{2aR} \right],$$

soit :

$$K_3 v^3 + K_2 v^2 + \left(K_1 + \frac{R + 2a}{2aR} \right) v - \frac{V \cos \omega t}{2a} = 0.$$

Nous étudions l'un après l'autre les deux cas considérés précédemment suivant que la caractéristique est assimilée au voisinage du point de polarisation à une parabole ou à une cubique, le problème à résoudre étant la détermination de la tension v pour déduire ensuite le gain de transfert G_t .

V.2. Calcul du gain dans le cas où la caractéristique de la diode tunnel est assimilée au voisinage du point de polarisation à une parabole.

C'est, comme nous l'avons vu, le cas où le point de polarisation se trouve en dehors du point d'inflexion de la caractéristique statique de la diode tunnel.

L'équation qui donne la tension v aux bornes de la diode tunnel est la suivante : ($K_3 = 0$)

$$K_2 v^2 + \left(K_1 + \frac{R + 2a}{2aR} \right) v - \frac{V \cos \omega t}{2a} = 0,$$

avec

$$K_1 = G - b,$$

(d'après les notations du chapitre III).

En introduisant les conductance et résistance réduites a_0 et b_0 ($a_0 = a/R$ et $b_0 = bR = GR = K_1 R$) liées par la relation (1) du paragraphe II.2 à savoir : $b_0(1 + a_0 b_0) = a_0$ il vient :

$$2b_0.R.K_2 v^2 + [1 + b_0]^2.v - V \cos \omega t[1 - b_0] = 0.$$

Les deux racines de cette équation correspondent à l'intersection de la parabole :

$$i = f(v) = K_1 v + K_2 v^2 = Gv + K_2 v^2,$$

avec la droite

$$i = \frac{V \cos \omega t}{2a} - v \left[\frac{R + 2a}{2aR} \right], \quad (\text{voir figure 16}).$$

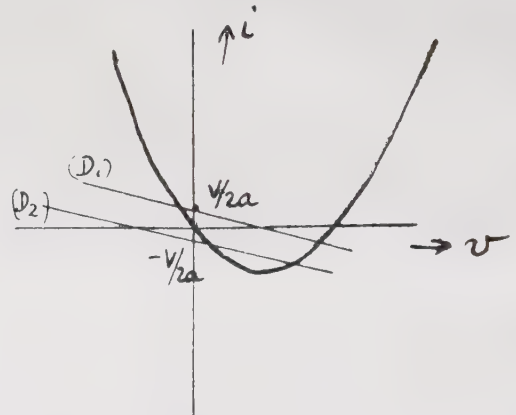


FIG. 16. — Distorsion non linéaire en dehors du point d'inflexion de la caractéristique statique de la diode tunnel.

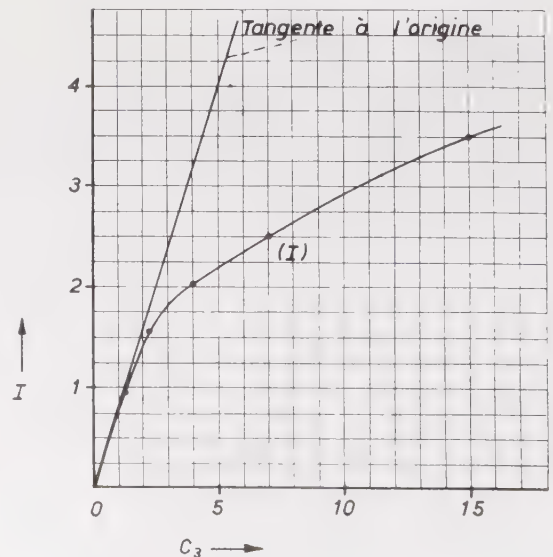


FIG. 17. — Valeur de l'intégrale

$$J = \int_0^\pi \sqrt{1 + C_3 \cos \theta} \cdot \cos \theta \, d\theta$$

en fonction de C_3 .

La racine à adopter pour v est celle qui tend vers 0 lorsque V tend vers 0. C'est donc avec :

$$v(t) = -\frac{(1+b_0)^2}{4b_0RK_2} + \frac{(1+b_0)^2}{4b_0RK_2} \cdot \sqrt{1+C_3 \cos \omega t},$$

avec

$$C_3 = 8V(1-b_0)b_0RK_2/(1+b_0)^3.$$

On montre facilement que si $V \rightarrow 0$ quel que soit K_2 on retrouve l'expression du gain de transfert :

$$G_t = \left| \frac{v}{V \cos \omega t} \right| = \left| \frac{1-b_0}{1+b_0} \right|.$$

Pour calculer la composante de $v(t)$ en $\cos \omega t$, il suffit de décomposer la fonction $\sqrt{1+C_3 \cos \omega t}$ en série de Fourier.

Tous calculs faits on trouve pour le gain de transfert (*):

$$(1) \quad G_t = \left| \frac{v}{V \cos \omega t} \right| = \frac{1}{V} \cdot \frac{(1+b_0)^2}{2|b_0|RK_2} \cdot \frac{J}{\pi}.$$

avec

$$J = \int_0^\pi \sqrt{1+C_3 \cos \theta} \cdot \cos \theta \cdot d\theta.$$

La courbe de la figure 17 donne J en fonction de C_3 .

Au chapitre VII nous calculerons pour les diodes tunnel utilisées la variation du gain de transfert de l'amplificateur en fonction de la tension hyperfréquence qui lui est appliquée.

V.3. Calcul du gain dans le cas où la caractéristique de la diode tunnel est assimilée au voisinage du point de polarisation à une cubique.

C'est, comme nous l'avons vu dans les généralités du paragraphe V.1, le cas où le point de polarisation se trouve au point d'inflexion de la caractéristique statique de la diode tunnel.

L'équation qui donne la tension v aux bornes de la diode tunnel est la suivante ($K_2 = 0$) :

$$v^3 - pv \pm q = 0 (**).$$

avec

$$\begin{cases} p = -\frac{(1+b_0)^2}{2b_0RK_3} \text{ (positif),} \\ q = \frac{(b_0-1)}{2|b_0|RK_3} V |\cos \omega t| \text{ (positif),} \end{cases}$$

puisque K_3 est positif (voir V.4) et b_0 négatif (voir fig. 4).

A) Pour les signaux V faibles, q est faible et $4p^3 - 27q^2$ sera du signe de p donc positif. Il y a alors 3 racines réelles. Une seulement tend vers 0 lorsque V tend vers 0. Cette racine s'écrit :

$$v_3 = \pm 2\sqrt{p/3} \cos\left(\frac{\pi}{3} + \frac{\varphi}{3}\right),$$

(*) voir [20] : Développements du paragraphe V.2.

(**) voir [20] paragraphe V.3 : Rappel de la discussion de l'équation du 3^e degré.

$$\cos \varphi = q/(2p/3)\sqrt{p/3},$$

avec le signe + si $\cos \omega t < 0$,
avec le signe - si $\cos \omega t > 0$.

Les 3 racines correspondent aux 3 points d'intersection de la droite :

$$i = \frac{V \cos \omega t}{2a} - v \left[\frac{R+2a}{2aR} \right],$$

avec la cubique :

$$i = K_3 v^3 + K_1 v.$$

(voir fig. 18).

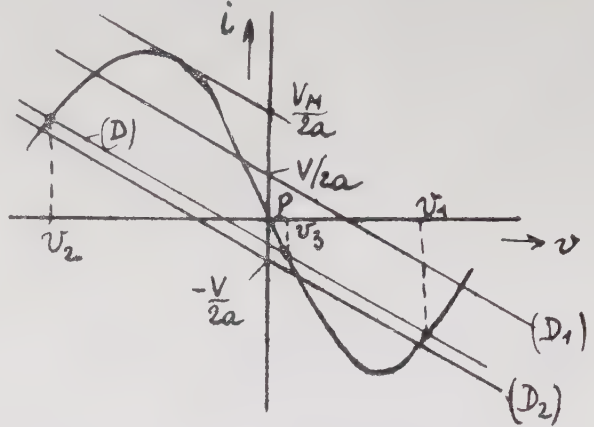


FIG. 18. — Distorsion non linéaire au point d'inflexion de la caractéristique statique de la diode tunnel.

On voit sur la figure 18 que si $\cos \omega t > 0$ la racine v_3 qui convient est négative et inversement. Les 2 autres racines v_1 et v_2 sont étrangères au problème. La condition de V suffisamment faible définie par $V \leq V_M$ avec :

$$V_M = \frac{2|1+b_0|^2}{3|b_0-1|} \frac{1}{\sqrt{6|b_0|RK_3}},$$

signifie que les droites D_1 et D_2 coupent toujours la cubique en 3 points réels dont deux peuvent être confondus (cas où les droites D_1 et D_2 sont tangentes à la cubique). Comme au paragraphe V.2, par une décomposition en série de Fourier réalisée sur $v_3(t)$ on trouve pour l'expression du gain (*):

$$(2) \quad G_t = \frac{J_2}{V} \cdot \frac{8|1+b_0|}{\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{6|b_0|RK_3}},$$

avec

$$J_2 = \int_0^{\pi/2} \cos \left[\frac{\pi}{3} + \frac{1}{3} \arccos(A |\cos \theta|) \right] \cos \theta d\theta,$$

et

$$A = V \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{|b_0-1|\sqrt{6|b_0|RK_3}}{|1+b_0|^2},$$

J_2 est donné sur la figure 19 en fonction de A , donc de V .

Lorsque V tend vers 0, $J_2 \rightarrow \pi A/12$ et tous calculs

(*) voir [20] paragraphe V.3.

faits on retrouve à la limite le gain de transfert G_t déjà calculé.

$$(G_t)_{v \rightarrow 0} = |(b_0 - 1)/(b_0 + 1)|.$$

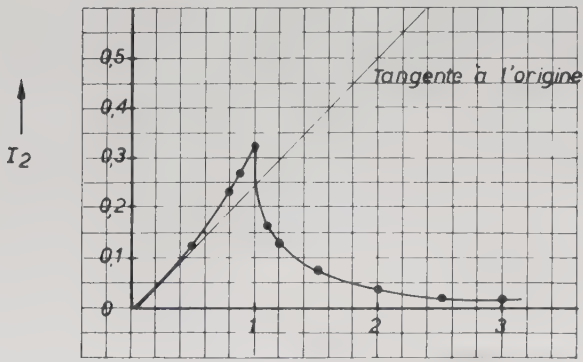


FIG. 19. — Valeur de l'intégrale $J_2 = \int_{\theta_0}^{\pi/2} \cos \left[\frac{\pi}{3} + \frac{1}{3} \arccos (A \cdot |\cos \theta|) \right] \cos \theta \, d\theta$ en fonction de A , avec $\cos \theta_0 = 1/A$ pour $A \geq 1$, et $\theta_0 = 0$ pour $A \leq 1$.

B) Le cas précédent correspond à $A|\cos \theta| \leq 1$ donc à $A \leq 1$ pour θ variant de 0 à $\pi/2$.

Si maintenant V n'est plus suffisamment faible pour que $A \leq 1$ il existe un angle θ_0 tel que $\cos \theta_0 = 1/A$ au delà duquel la quantité $4p^3 - 27q^2$ est négative. Dans ces conditions l'équation en v admet 1 racine réelle et 2 racines imaginaires conjuguées. Comme la fonction $v(t)$ doit être réelle, seule la racine réelle convient. Cette racine est égale à :

$$v_1 = \mp 2 \sqrt{\frac{p}{3}} \operatorname{ch} \left(\frac{\varphi}{3} \right),$$

avec $\operatorname{ch} \varphi = q/2p/3 \sqrt{p/3} = A |\cos \theta|$,

avec

$$\begin{cases} p = -\frac{(1+b_0)^2}{2b_0 RK_3} \text{ positif,} \\ q = \frac{(b_0^2-1)V|\cos \omega t|}{2|b_0| RK_3} \text{ positif,} \end{cases}$$

le signe $-$ étant pris lorsque $\cos \theta < 0$,
le signe $+$ étant pris lorsque $\cos \theta > 0$.

Remarque

Pour $\theta = \theta_0$ la tension précédente v_3 (correspondant à $\theta_0 < \theta < \pi/2$) est égale à $\pm \sqrt{p/3}$, et v_1 (correspondant à $0 < \theta < \theta_0$) est égale à $\mp 2 \sqrt{p/3}$ avec le signe supérieur si $\cos \theta < 0$ et le signe inférieur si $\cos \theta > 0$. On voit qu'il y a une discontinuité du courant pour l'angle $\theta = \theta_0$ (l'amplitude varie dans un rapport 2 avec changement de signe). Cela s'explique par la considération géométrique donnée précédemment et illustrée sur la figure 20.

La droite (D) d'équation

$$i = \frac{V \cos \omega t}{2a} - v \cdot \left[\frac{R+2a}{2aR} \right],$$

varie entre les 2 limites D_1 et D_2 et la tension v varie en fonction de t d'une façon discontinue (voir

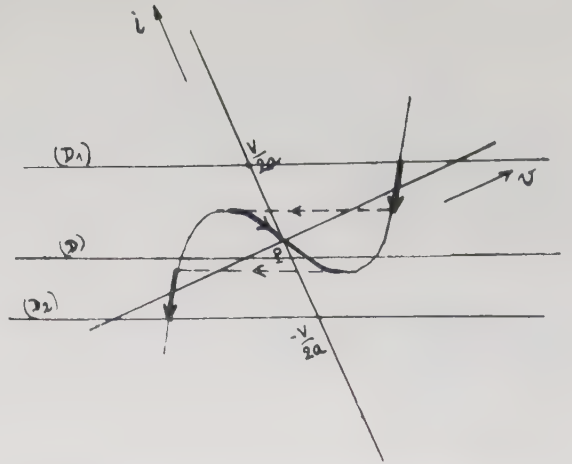


FIG. 20 — Distorsion non linéaire au point d'inflexion de la caractéristique statistique de la diode tunnel pour des niveaux forts.

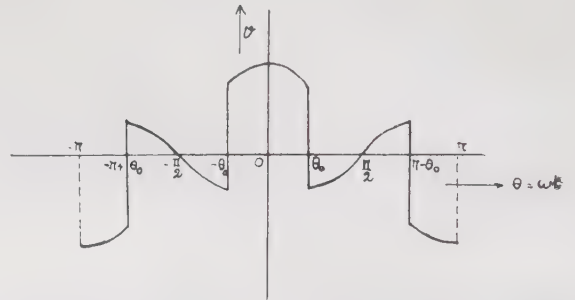


FIG. 21. — Variation non linéaire de la tension aux bornes de la charge.

fig. 21). Finalement l'expression du gain de transfert est la suivante :

$$(3) \quad G_t = \frac{1}{V} \cdot \frac{8}{\pi} \frac{|J_1 - J_2| |1 + b_0|}{\sqrt{6} |b_0| RK_3},$$

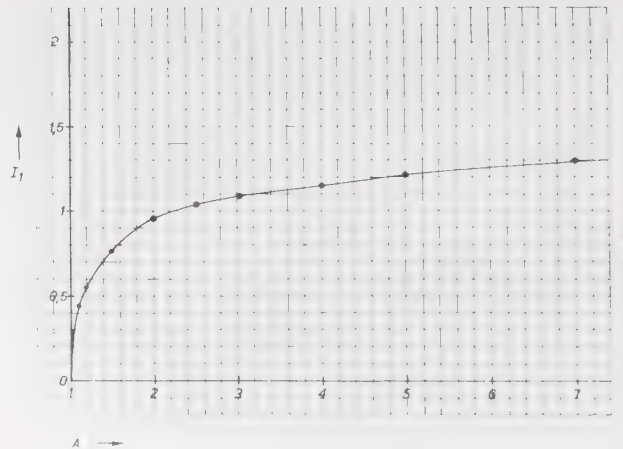


FIG. 22. — Valeur de l'intégrale $J_1 = \int_0^{\theta_0} \operatorname{ch} \left[\frac{1}{3} \arg \operatorname{ch} (A \cdot |\cos \theta|) \right] \cos \theta \, d\theta$ avec $\cos \theta_0 = 1/A$, ($A \geq 1$).

avec $J_1 = \int_0^{\theta_0} \operatorname{ch} \left[\frac{1}{3} \arg. \operatorname{ch} (A |\cos \theta|) \right] \cos \theta \, d\theta$,

$$J_2 = \int_0^{\pi/2} \cos \left[\frac{\pi}{3} + \frac{1}{3} \arccos (A |\cos \theta|) \right] \cos \theta \, d\theta,$$

données en fonction de A sur les figures 22 et 19, avec

$$A = V \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{|b_0 - 1|}{|1 + b_0|^2} \cdot \sqrt{6 |b_0| RK_3},$$

et θ tel que $\cos \theta_0 = 1/A$.

b_0 est donné sur la figure 4.

La condition $A \leq 1$ entraîne la suppression de l'intégrale J_1 , et l'on retrouve le gain de transfert calculé au paragraphe précédent (formule 2).

VI. MISE EN CASCADE DE n QUADRIPOLES ACTIFS : GAIN, ADAPTATION ET STABILITÉ.

Examinons dans quelles conditions on peut disposer en cascade un certain nombre d'amplificateurs à diodes tunnel, dont la définition est conforme à celle donnée au chapitre III, pour obtenir un gain global plus important. C'est en quelque sorte l'examen théorique d'un amplificateur à diodes réparties comprenant n quadripôles identiques à celui décrit précédemment. On sait déjà que si le quadripôle élémentaire (voir fig. 23) constitué par

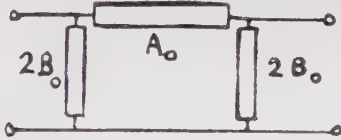


FIG. 23. — Schéma d'un quadripôle élémentaire actif.

une cellule en « π » vérifie pour les impédances A_0 et $2B_0$ ($A_0 = 2a$, et $2B_0 = 1/b$) les relations établies au chapitre II, l'impédance itérative du quadripôle actif sera égale à l'impédance caractéristique nominale de la ligne de transmission et dans ces conditions la mise en cascade de n quadripôles correspondra à un gain global égal au gain à la puissance n d'un quadripôle seul. Si les conditions d'adaptation ne sont plus exactement vérifiées, et c'est le cas pratique d'utilisation des diodes tunnel (même en présence des quadripôles de compensation), on est rapidement limité par la mise en cascade.

Ce chapitre traite du comportement d'un amplificateur à diodes réparties, pouvant être considéré comme la mise en cascade de n quadripôles élémentaires actifs (fig. 24).

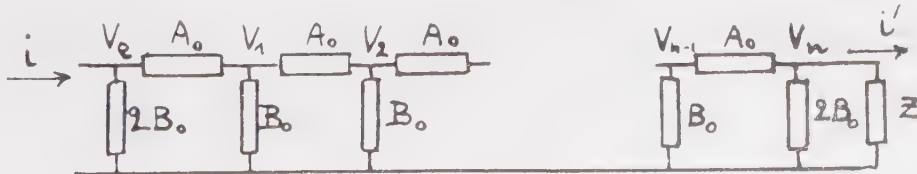


FIG. 24. — Schéma de n quadripôles actifs en cascade.

Soit Z l'impédance de fermeture de l'amplificateur comportant n quadripôles élémentaires en cascade. Cherchons à évaluer les gains d'insertion et de transfert, ainsi que l'impédance d'entrée d'un tel amplificateur.

Soient $V_e, V_1, \dots, V_n$ les tensions aux bornes des impédances B_0 en parallèle. Entre V_{h-1} , V_h et V_{h+1} il existe la relation de récurrence suivante :

$$\frac{V_{h-1} - V_h}{A_0} = \frac{V_h}{B_0} + \frac{V_h - V_{h+1}}{A_0},$$

d'où

$$V_{h-1} - V_h [2 + A_0/B_0] + V_{h+1} = 0.$$

En posant

$$1 + A_0/2B_0 = \operatorname{ch} \theta,$$

il vient :

$$V_{h-1} - 2V_h \operatorname{ch} \theta + V_{h+1} = 0.$$

On voit sans peine que cette relation de récurrence est vérifiée pour l'expression suivante de V_h :

$$(1) \quad V_h = M_1 \operatorname{ch} (h\theta) + N_1 \operatorname{sh} (h\theta).$$

Pour $h = 0$ on a $V_h = V_e$ (l'impédance $2B_0$ à l'entrée de l'amplificateur n'intervient pas, puisque l'impédance B_0 dont la tension est V_{h-1} n'intervient pas dans la relation de récurrence). Donc :

$$h = 0, \quad V_h = V_e = M_1.$$

Exprimons le courant i à l'entrée de l'amplificateur

$$i = \frac{V_e}{W_n} = \frac{V_e - V_1}{A_0} + \frac{V_e}{2B_0}.$$

W_n étant l'impédance d'entrée de l'amplificateur, d'où compte tenu de la loi (1) :

$$\begin{aligned} \frac{V_e}{W_n} &= V_e \left[\frac{1}{A_0} + \frac{1}{2B_0} \right] - \frac{V_1}{A_0} = \frac{V_e}{A_0} \operatorname{ch} \theta - \frac{V_1}{A_0} \\ &= \frac{M_1}{A_0} \operatorname{ch} 0 - \frac{1}{A_0} [M_1 \operatorname{ch} \theta + N_1 \operatorname{sh} \theta] = -\frac{N_1}{A_0} \operatorname{sh} \theta, \end{aligned}$$

on en déduit :

$$N_1 = -\frac{A_0 V_e}{W_n} \frac{1}{\operatorname{sh} \theta}.$$

L'expression de la tension V_h prend donc la forme suivante :

$$V_h = V_e \operatorname{ch} (h\theta) - \frac{A_0 V_e}{W_n} \frac{1}{\operatorname{sh} \theta} \operatorname{sh} (h\theta).$$

L'expression de l'impédance d'entrée peut se mettre sous la forme suivante [6] :

$$W_n = Z_0 \frac{Z \operatorname{ch} n\theta + Z_0 \operatorname{sh} n\theta}{Z \operatorname{sh} n\theta + Z_0 \operatorname{ch} n\theta},$$

avec $Z_0 = \sqrt{2A_0 B_0 / (2 + A_0 / 2B_0)}$.

Posons :

$$Z = Z_0 \operatorname{th} \delta.$$

Il vient :

$$W_n = Z_0 \operatorname{th}(n\theta + \delta),$$

d'où finalement l'expression de V_h (*) :

$$V_h = V_e \operatorname{sh} [n - h]\theta + \delta / \operatorname{sh} [n\theta + \delta].$$

On voit ici l'analogie avec l'expression de la tension sur une ligne de transmission [6].

Pour $h = n$ on a :

$$G_t = \frac{V_n}{V_e} = \left| \frac{\operatorname{sh} \delta}{\operatorname{ch} [n\theta + \delta]} \right| \text{ (gain de transfert).}$$

Le gain d'insertion sera défini par (**):

$$(G_i)_n = \left| \frac{\operatorname{sh} (2\delta)}{\operatorname{sh} [n\theta + 2\delta]} \right|$$

Si $Z = Z_0$ ($\operatorname{th} \delta = 1$) nous avons :

$$\begin{aligned} (G_i)_n &= (G_t)_n = \left| \frac{1}{\operatorname{ch} n\theta + \operatorname{sh} n\theta} \right| = \left| \frac{1}{e^{n\theta}} \right| = \frac{1}{|e^{\theta}|^n} \\ &= \frac{1}{|\operatorname{ch} \theta + \operatorname{sh} \theta|^n} = (G_i)_1^n = (G_t)_1^n, \end{aligned}$$

on retrouve les résultats énoncés plus haut à savoir que dans ces conditions d'adaptation parfaite, les gains d'insertion et de transfert sont égaux au gain d'insertion du seul quadripôle élémentaire élevé à la puissance n .

VI.1. Gains.

Reprenons les notations antérieures du schéma du quadripôle actif élémentaire (fig. 5).

Nous avons :

$$\frac{1}{(G_i)_n} = \left| \operatorname{ch} n\theta + \frac{\operatorname{sh} n\theta}{\operatorname{th} 2\delta} \right|, \quad \frac{1}{(G_t)_n} = \left| \operatorname{ch} n\theta + \frac{\operatorname{sh} n\theta}{\operatorname{th} \delta} \right|.$$

Posons

$$\frac{Z_0}{Z} = \sqrt{\frac{a'}{b'(1+a'b')}} = \frac{1}{\operatorname{th} \delta},$$

a' et b' étant rapportés à l'impédance Z nominale.

Finalement, il vient tous calculs faits (***) :

$$(2) \quad \frac{1}{(G_i)_n} =$$

$$| [1 + 2a'(b' + z)]^n [1 + z]^2 - [1 + 2a'(b' - z)]^n (1 - z)^2 / 4z |,$$

$$\text{avec} \quad z = \sqrt{b'(1 + a'b')/a'},$$

$$(3) \quad \frac{1}{(G_t)_n}$$

$$| [1 + 2a'(b' + z)]^n [1 + z] - [1 + 2a'(b' - z)]^n [1 - z] / 2z |.$$

Si $n = 1$ et si $z \neq 1$ (cas d'utilisation avec des

diodes tunnel pour lesquelles $z \neq 1$) on obtient :

$$1/(G_i)_1 = |(1 + b') [1 + a'(1 + b')]|,$$

équivalent à la relation (10) du chapitre III

$$1/(G_t)_1 = |1 + 2a'(1 + b')|.$$

Remarque importante.

Dans les expressions (2) et (3) des gains d'insertion et de transfert, il faut remarquer que pour une légère désadaptation du quadripôle actif élémentaire par rapport à l'impédance nominale Z telle que $z \neq 1$, le terme $(1 - z)$ est faible.

Le terme $[1 + 2a'(b' + z)]$ voisin de $(1 + b')/(1 - b')$ est faible (puisque'il correspond à l'inverse de $(G_i)_1$ pour $z = 1$) comparé au terme $[1 + 2a'(b' - z)]$ voisin de $1/(1 + b')$.

En effet d'après les résultats du chapitre II, b' est voisin de -1 pour des gains effectivement atteints (voir chapitre VII). Exemple pour $b' = -1,6$ et z peu différent de 1 :

$$1 + 2a'(b' + z) \approx -0,23,$$

$$1 + 2a'(b' - z) \approx -1,67.$$

Donc quand n augmentera

$$[1 + 2a'(b' + z)]^n \rightarrow 0, \quad \text{et}$$

$$[1 + 2a'(b' - z)]^n \rightarrow \infty.$$

Le 2^e terme pour G_i (terme considéré comme « parasite ») à savoir $[1 + 2a'(b' - z)]^n (1 - z)^2$ produit d'un terme qui augmente rapidement avec n , par un terme faible finira, pour n suffisamment grand, par prendre de l'importance vis-à-vis du 1^{er} terme : $[1 + 2a'(b' + z)]^n (1 + z)^2$ produit d'un terme non négligeable $(1 + z)^2$ par un terme qui tend vers 0 pour n suffisamment grand. Dans ces conditions, il serait alors superflu d'ajouter des quadripôles supplémentaires qui pourraient apporter des variations de gain global contrairement à ce qui est recherché.

Nous verrons au chapitre VII qu'avec les diodes tunnel les plus récentes nous pouvons espérer avoir avec $n = 2$ des gains supérieurs à 20 dB dans une bande de fréquences de plusieurs octaves.

VI.2. Impédance d'entrée.

L'impédance d'entrée W_n de l'amplificateur (rapportée à l'impédance Z) à n quadripôles actifs aura pour expression :

$$W_n/Z =$$

$$\frac{[(z + 1) [1 + 2a'(b' + z)]^n + (z - 1) [1 + 2a'(b' - z)]^n]}{z \{ (z + 1) [1 + 2a'(b' + z)]^n - (z - 1) [1 + 2a'(b' - z)]^n \}}.$$

Si $z = 1$ ou $b'(1 + a'b') = a'$ nous trouvons facilement :

$$W_n/Z = 1,$$

(*) Voir [20] chapitre VI.

(**) Voir [20], chapitre VI.

(***) Voir [20], chapitre VI : expression littérale des gains.

quel que soit n (c'est évident puisque l'impédance itérative de chaque quadripôle est adaptée à l'impédance nominale Z). Pour $n = 1$, nous avons tous calculs faits :

$$W_1/Z = [1 + 2a'(1 + b')]/[1 + 2a'(z^2 + b')],$$

avec

$$z^2 = b'(1 + a'b')/a'.$$

Dans l'expression de W_n/Z n est un nombre entier. On peut si l'on désire représenter dans le plan complexe l'impédance réduite W_n/Z supposer que le nombre n varie uniformément de $-\infty$ à $+\infty$. W_n/Z devient alors une fonction continue de n et décrit une trajectoire dans le plan de la variable complexe. Les points correspondants aux valeurs entières de n sont des points qui forment une suite sur cette trajectoire.

Remarquons tout de suite que si $n \rightarrow +\infty$ et pour les mêmes raisons que celles données pour les gains G_i et G_t (remarque importante précédente) on a :

$$\frac{W_n}{Z} \simeq \frac{(z-1)[1 + 2a'(b'-z)]^n}{-z(z-1)[1 + 2a'(b'-z)]^n} = -\frac{1}{z},$$

(point B, figure 25),

si $n = 0$ on a :

$$W_n/Z = 1,$$

(point C, figure 25),

si $n \rightarrow -\infty$

$$\frac{W_n}{Z} \simeq \frac{(z+1)[1 + 2a'(b'+z)]^n}{z(z+1)[1 + 2a'(b'+z)]^n} = +\frac{1}{z},$$

(point A, figure 25).

L'allure de la trajectoire est celle représentée sur la figure 25. Plus loin on démontre que cette

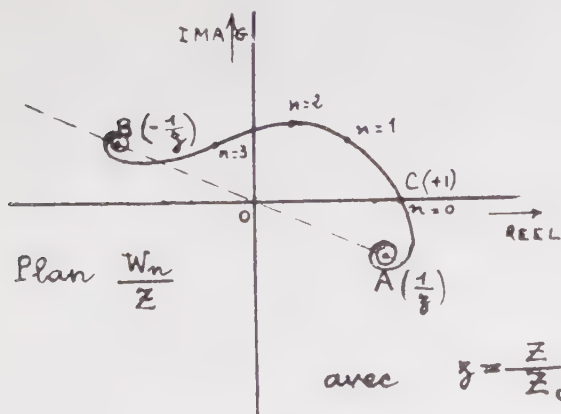


FIG. 25. — Variations de l'impédance d'entrée en fonction du nombre n de quadripôles actifs.

trajectoire est une sorte de double spirale qui s'enroule asymptotiquement autour du point $A(1/z = Z_0/Z)$ lorsque $n \rightarrow -\infty$, et autour du point $B(-1/z = -Z_0/Z)$ lorsque $n \rightarrow +\infty$. Pour $n = 0$ on a évidemment $W_n/Z = 1$. On

peut voir directement les limites de W_n/Z pour $n \rightarrow \pm \infty$.

En effet nous pouvons exprimer l'impédance d'entrée W_n précédente sous la forme suivante :

$$\frac{(W_n/Z) - (Z_0/Z)}{(W_n/Z) + (Z_0/Z)} = e^{-2n\theta} \frac{1 - (Z_0/Z)}{1 + (Z_0/Z)},$$

avec

$$Z_0/Z = 1/z, \quad \text{ch } \theta = 1 + 2ab \quad \text{et} \quad \theta = M + jN;$$

$$\frac{(W_n/Z) - (Z_0/Z)}{(W_n/Z) + (Z_0/Z)} = e^{-2nM} \cdot e^{-2nNj} \frac{1 - (Z_0/Z)}{1 + (Z_0/Z)},$$

M étant négatif :

quand $n \rightarrow +\infty$ le 2^e terme augmente indéfiniment et

$$W_n/Z \rightarrow -Z_0/Z = -1/z,$$

quand $n \rightarrow -\infty$ le 2^e terme tend vers 0 et

$$W_n/Z \rightarrow Z_0/Z = 1/z.$$

Au chapitre VII nous donnerons l'allure de cette trajectoire et les impédances d'entrée pour $n = 1$, $n = 2$, $n = 3...$ pour un amplificateur à diodes tunnel.

Forme asymptotique de la trajectoire.

On peut écrire l'expression précédente sous la forme suivante :

$$\frac{W_n}{Z} = \frac{(z-1) + (z+1) \cdot \left[\frac{1 + 2a'(b'+z)}{1 + 2a'(b'-z)} \right]^n}{z \left\{ - (z-1) + (z+1) \cdot \left[\frac{1 + 2a'(b'+z)}{1 + 2a'(b'-z)} \right]^n \right\}}.$$

Posons :

$$[1 + 2a'(b'+z)]/[1 + 2a'(b'-z)] = \rho_1 e^{j\varphi_1}.$$

On a $\rho_1 < 1$ pour z nombre complexe voisin de 1 puisque $(1 + 2a'b')$ a une partie réelle négative [(la quantité $(1 + 2a'b')$ est toujours voisine de $(1 + 2a_0 \cdot b_0)$: voir figure 4 pour le cas $a_0 > 0$ et $b_0 < 0$], et φ_1 est négatif.

On peut donc écrire :

$$\frac{W_n}{Z} = 1 + \left(\frac{z+1}{z-1} \right) \rho_1^n e^{jn\varphi_1} / z \left[-1 + \left(\frac{z+1}{z-1} \right) \cdot \rho_1^n e^{jn\varphi_1} \right],$$

avec

$$(z+1)/(z-1) = 1/\Gamma = (Z + Z_0)/(Z - Z_0),$$

Γ : coefficient de réflexion de la charge Z par rapport à l'impédance itérative du quadripôle, d'où :

$$W_n = -Z_0 \frac{1 + \frac{\rho_1^n e^{jn\varphi_1}}{\Gamma}}{1 - \frac{\rho_1^n e^{jn\varphi_1}}{\Gamma}}.$$

Si n tend vers $+\infty$, $\frac{\rho_1^n}{|\Gamma|} \rightarrow 0$ et la phase

$[n\varphi_1 - \text{phase}(\Gamma)]$ tend vers $-\infty$.

Dans ce cas on peut écrire :

$$1 - \frac{\rho_1^n e^{jn\varphi_1}}{\Gamma} \approx 1 + \frac{\rho_1^n e^{jn\varphi_1}}{\Gamma}.$$

Le nombre complexe $\rho_1^n e^{jn\varphi_1}/\Gamma$ est représenté

en fonction de n par une spirale s'enroulant autour de l'origine dans le sens inverse du sens trigonométrique.

Donc W_n prend la forme asymptotique suivante :

$$W_n = -Z_0 \left[1 + \frac{\rho_1^n e^{jn\varphi_1}}{\Gamma} \right]^2 \simeq -Z_0 \left[1 + \frac{2\rho_1^n e^{jn\varphi_1}}{\Gamma} \right],$$

ce qui donne bien la forme asymptotique de la spirale représentant l'impédance W_n/Z pour $n \rightarrow +\infty$: la courbe s'enroule autour du point complexe B ($-Z_0/Z$) dans le sens inverse du sens trigonométrique (fig. 25).

On démontrerait de la même façon la limite asymptotique de la trajectoire autour du point A ($+Z_0/Z$) pour $n \rightarrow -\infty$.

VI.3. Stabilité.

Pour un système composé de n quadripôles actifs disposés en cascade, le calcul de la stabilité revient comme cela est fait au chapitre III pour un seul quadripôle actif, à calculer les courants dans les différentes mailles du réseau. La stabilité sera assurée si les racines du polynôme obtenu en égalant à zéro le déterminant global du système, ont leurs parties réelles négatives. En effet dans ce cas les courants qui pourraient prendre naissance en dehors de toute source à l'entrée sont amortis et peuvent donc être considérés comme nuls au delà d'un certain temps. Égaler à zéro ce déterminant revient également à écrire que le courant d'entrée du système dont l'impédance d'entrée est W_n/Z est infini ; cela s'exprime par la relation simple

$$(4) \quad \bullet \quad 1 + W_n/Z = 0.$$

C'est l'équation qui exprime les oscillations libres du système. On voit également, compte tenu des expressions précédemment établies du gain d'insertion $(G_i)_n$ et de l'impédance d'entrée W_n , que la condition ci-dessus équivaut à écrire que le gain d'insertion $(G_i)_n$ est infini. La relation (4) dont l'expression littérale est la suivante avec les notations précédentes :

$$[1 + 2a'(b' + z)]^n (1 + z)^2 - [1 + 2a'(b' - z)]^n (1 - z)^2 = 0,$$

$$\text{avec} \quad z = \sqrt{b'(1 + a'b')/a'},$$

se ramène à une équation algébrique en b' dont le degré est $n + 1$. Si on peut calculer les racines de cette équation on peut l'écrire finalement :

$$(5) \quad (b' - b_1)(b' - b_2)(b' - b_3) - \dots - (b' - b_{n+1}) = 0.$$

Si certaines racines sont imaginaires, elles seront deux à deux imaginaires conjuguées et l'on pourra les grouper pour avoir un terme du 2^e degré en b' entre parenthèses.

Le coefficient b' égal à l'admittance réduite de la diode tunnel se met sous la forme suivante :

$$b' = (RG + RCs)/[1 + (r + ls)(G + Cs)],$$

avec les notations déjà utilisées au chapitre III.

Égaler à zéro le déterminant global du système revient donc à écrire l'équation algébrique précédente (5) en supposant pour fixer les idées que toutes les racines b_i sont réelles (elles le sont dans un exemple donné plus loin pour n variant de 1 à 4). En remplaçant b' par sa valeur, on obtient un polynôme en s de degré $2n + 2$ de la forme :

$$\prod_{i=1}^{n+1} (L_i s^2 + M_i s + N_i) = 0,$$

avec

$$L_i = -b_i lC, \quad M_i = -b_i (Gl + rC) + RC, \\ N_i = RG - b_i (1 + rG),$$

où b_i est l'une des $(n + 1)$ racines de l'équation algébrique en b' . La condition de stabilité revient à écrire que les racines complexes de ce polynôme en s ont leurs parties réelles négatives. Comme ce polynôme est égal au produit de $n + 1$ polynômes du second degré en s , il suffit d'exprimer cette condition sur chacun d'eux pris isolément. Le critère de Routh déjà utilisé au chapitre II.3 et appliqué à chacun des polynômes partiels s'écrit ici :

$$(6) \quad \begin{cases} -b_i lC > 0, \\ -b_i (Gl + rC) + RC > 0, \\ RG - b_i (1 + rG) > 0, \end{cases}$$

b_i étant l'une quelconque des $n + 1$ racines (supposées et vérifiées réelles) de l'équation algébrique en b' : $1 + W_n/Z = 0$. Comme l'équation algébrique en b' a tous ses coefficients positifs, les racines b_i sont toutes négatives et la première condition (6) est automatiquement vérifiée. Les deux autres peuvent s'écrire :

$$(9) \quad \bullet \quad \rho > 1/C [r - R/b_i] \quad \text{avec} \quad G = -1/\rho.$$

$$(10) \quad \rho > r - R/b_i,$$

Remarquons que si n est pair, l'équation algébrique en b' se réduit au produit de deux polynômes de degré inférieur dont l'un est pair et l'autre impair, ce qui facilite le calcul des racines. Ces équations algébriques sont les suivantes pour plusieurs valeurs de n :

$$n = 1 : (b' + 1)[b' + (1 + a')/a'] = 0,$$

pour ces deux racines (9) et (10) redonnent les conditions de stabilité établies au chapitre III.

$$n = 2 : [b'^2 + b'(1/a' + 2) + 1/2a'] [b' + (1 + 1/2a')] = 0,$$

$$n = 3 : 16 a'^3 b'^4 + 32 a'^2 (1 + a') b'^3 + a' (16 a'^2 + 48 a' + 19) b'^2 + b' [16 a'^2 + 18 a' + 3] + 1 + 3 a' = 0.$$

$$n = 4 : [8 a'^2 b'^3 + b'^2 (8 a' + 12) a' + 4b' (1 + 2a') + 1] [8 a'^2 b'^2 + b' (8 a' + 12) a' + 1 + 4a'] = 0.$$

Le calcul des racines de ces différentes équations

algébriques est simple. Pour $a' = a_0$, valeur donnée sur la figure 4 ces racines sont toutes réelles et négatives (tout au moins jusqu'à l'ordre $n = 4$).

Ces racines ont été calculées pour $a' = a_0 = 0,875$ correspondant à $G_i = 11,4$ dB (voir au chapitre VIII l'exemple pratique de mise en cascade de n quadripôles actifs).

Le tableau I donne la valeur des racines b'_i :

TABLEAU I

n	b'_1	b'_2	b'_3	b'_4	b'_5
1	— 1	— 2,14			
2	— 0,312	— 1,57	— 1,83		
3	— 0,169	— 0,71	— 1,47	— 1,94	
4	— 0,113	— 0,28	— 0,871	— 1,72	— 1,72

Plus n augmente et plus la racine la plus petite en valeur absolue décroît, ce qui rend la condition de stabilité précédente (10) plus difficile à tenir. Cette relation (10) qui ne fait intervenir aucun élément réactif, est la condition de stabilité à la fréquence zéro. Si, comme nous le verrons au chapitre VII, nous adoptons $R = 50 \Omega$ et $r = 5 \Omega$ dans la bande de fréquences à amplifier, la condition (10) n'est pas vérifiée pour la diode adoptée qui a une résistance négative de -35 ohms ($\rho = 35 \Omega$). La condition est vérifiée si par l'intermédiaire du dispositif de polarisation de la diode (dont l'impédance en parallèle sur la diode tunnel est grande dans la bande de fréquences à amplifier) on ramène à la fréquence zéro une résistance faible sur la charge $R = 50 \Omega$. Ceci revient à diminuer la charge R pour les très basses fréquences. Ainsi pour $n = 1$ et $b'_1 = -1$ [racine la plus défavorable pour la condition (10)] si le dispositif de polarisation ramène par exemple pour la fréquence 0 une résistance pure de 50 ohms en parallèle sur la charge de 50 ohms, on obtient finalement pour R la valeur de 25 ohms valable pour les très basses fréquences. Dès lors la condition (10) est vérifiée pour $n = 1$. Pour $n = 2$, et pour la racine la plus défavorable à savoir $b'_1 = -0,312$ (voir tableau I) la condition de stabilité (10) n'est plus vérifiée. On peut évidemment abaisser encore la valeur de R pour la fréquence zéro. Plus cette résistance sera faible et plus le système de polarisation devra avoir un gros débit. La condition de stabilité (10) est liée au comportement du système de polarisation vers les basses fréquences. Mais il est évident d'après la variation des racines du tableau I que cette stabilité sera d'autant plus précaire que n sera grand. La condition (9) de stabilité sera toujours vérifiée pour les cas envisagés au tableau précédent (jusqu'à $n = 4$) puisqu'elle est vérifiée dans le cas le plus défavorable, celui qui correspond à la racine la plus grande en valeur absolue ($n = 1$ et $b'_2 = -2,14$).

En effet la diode envisagée au chapitre VIII

a une capacité de jonction de 0,4 pF et une self inductance de 0,3 nH.

En conclusion la stabilité dans un système à n quadripôles actifs disposés en cascade dépend du comportement du système de polarisation des diodes tunnel pour les basses fréquences. Pour des systèmes de polarisation encore faciles à réaliser on peut espérer pouvoir atteindre par exemple le chiffre de $n = 3$. De toute façon comme on pouvait s'y attendre cette stabilité est d'autant plus précaire que le nombre n est grand.

Remarque : A la limite des conditions de stabilité précédentes (les inégalités se traduisant par des égalités) on peut calculer la fréquence d'oscillation correspondante.

Pour la 1^{re} condition (inégalité précédente (9) remplacée par une égalité) on a : $M_i = 0$ et l'équation correspondante du 2^e degré en s s'écrit : $L_i s^2 + N_i = 0$ avec L_i et N_i positifs. Les deux racines sont imaginaires pures conjuguées égales à :

$$s_i = \pm j\sqrt{N_i/L_i},$$

et correspondant à une pulsation d'oscillation :

$$\omega_i = \sqrt{\frac{N_i}{L_i}} = \sqrt{\frac{RG - b_i(1 + rG)}{-b_i \cdot l \cdot C}}.$$

Pour la 2^e condition on a : $N_i = 0$ (inégalité précédente (10) remplacée par une égalité) et l'équation correspondante du 2^e degré en s s'écrit : $L_i s^2 + M_i s = 0$ avec les deux racines $s_1 = 0$ et $s_2 = -M_i/L_i$. La 2^e racine est réelle négative et correspond à un état qui va s'amortissant, alors que $s_1 = 0$ correspond à la fréquence 0.

VII. DÉTERMINATION D'UN AMPLIFICATEUR HYPERFRÉQUENCES DANS LA BANDE DE 0,2 A 2 GHz, UTILISANT DES DIODES TUNNEL.

Les considérations théoriques développées aux chapitres II, III, IV, V ont été appliquées pour déterminer un amplificateur hyperfréquences fonctionnant dans une bande de fréquences aussi large que possible.

Les mesures faites sur une maquette confirment les hypothèses de départ et montrent la réalisation possible, à faible bruit, d'amplificateurs hyperfréquences à très large bande (dans la réalisation actuelle la bande va de 0,3 à — 2 GHz).

L'application des résultats théoriques donnés au chapitre VI à des amplificateurs utilisant des diodes tunnel les plus récentes montre qu'il est possible de disposer en cascade plusieurs amplificateurs pour finalement obtenir des gains élevés (par exemple supérieure à 20 dB) et cela pour des fréquences très élevées dans des bandes de fréquences de plusieurs octaves (cf. chapitre VIII).

Le schéma de l'amplificateur est donné sur la figure 10.

VII.1. Choix de la diode tunnel. Dispositif de polarisation. Mesures des caractéristiques de la diode.

VII.1.1. Choix de la diode tunnel.

Pour les raisons exposées dans l'introduction du chapitre I, et en vue d'une utilisation ultérieure dans les dispositifs hyperfréquences à large bande, nous voulions réaliser un amplificateur hyperfréquences à large bande pour des fréquences aussi élevées que possible.

Nous avons donc intérêt à utiliser des diodes tunnel à fréquences de résonance aussi élevée que possible. Avec les diodes tunnel alors disponibles nous pouvions (comme le montre les calculs du paragraphe VII.2.) espérer obtenir une amplification limitée à une fréquence supérieure de l'ordre de 2 GHz.

Depuis l'expérimentation réalisée, d'autres diodes à fréquences de résonance plus élevées encore sont apparues et laissent prévoir non seulement des amplifications possibles dans les bandes de fréquences supérieures (jusqu'à 10 GHz), mais des possibilités de mise en cascade pour constituer finalement des amplificateurs à diodes réparties (voir chapitre VIII).

Les diodes tunnels utilisées pour l'expérimentation sont des diodes américaines (*) dont les éléments caractéristiques sont les suivants (fig. 7)

$$\gamma + C = 1 \text{ pF (à la vallée),}$$

$$(\rho_0)_{\min} = - (1/G)_{\min} \approx 55 \Omega,$$

$$r = 8 \Omega,$$

$$l = 0,25 \text{ nH (il faut en réalité compter 1 nH en raison du montage utilisé, voir paragraphe VII.1.3B.}$$

$$f_r = 10 \text{ GHz.}$$

Ces caractéristiques données par le constructeur correspondent à une valeur moyenne, et sont souvent spécifiques du montage de mesure dans lequel les diodes sont mesurées (en particulier la self inductance l). Sur la ligne de transmission prévue pour réaliser l'amplificateur, nous avons mesuré ces caractéristiques pour nous permettre ensuite de déterminer les performances espérées de l'amplificateur.

VII.1.2. Dispositif de polarisation.

Pour polariser chaque diode tunnel, il faut envisager un système disposé en parallèle ou en série ne perturbant pas le fonctionnement de l'amplificateur aux hautes fréquences. Pour des commodités de réalisation (voir paragraphe VII.3.) nous avons adopté un système de polarisation disposé en parallèle sur chaque diode.

Le dipôle de polarisation comprend une ligne de transmission résistante et à haute impédance terminée par une capacité réalisant aux hautes fréquences un court-circuit (fig. 26).

La longueur de la ligne résistante est telle que l'impédance ramenée en parallèle sur la diode en hautes fréquences soit aussi grande que possible. Si la ligne était sans perte cette longueur devrait être égale à $\lambda_0/4$ (λ_0 étant la longueur d'onde correspondant à la fréquence centrale de la bande passante).

Nous avons opté pour une ligne à haute impédance caractéristique pour obtenir la condition de grande impédance ramenée en parallèle sur la diode tunnel dans une bande de fréquences aussi grande que possible, et en plus une ligne résistante (dont la résistance croît du reste avec la fréquence) pour éviter aux fréquences supérieures de la bande passante les résonances parasites de la ligne (correspondant à des fréquences dont les longueurs d'ondes seraient $\lambda_0/2, \lambda_0/4 \dots$) qui risqueraient en ramenant en parallèle sur la diode des impédances quelconques de nuire à la stabilité de l'amplificateur.

En réalité, la vitesse de propagation sur une ligne avec pertes étant inférieure à celle de la lumière, la longueur de la ligne est plus courte que $\lambda_0/4$.

Derrière la capacité C_1 shuntée par une résistance R_1 permettant d'assurer la stabilité aux basses fréquences (voir paragraphe VII.2.2.) se trouve la source de polarisation dont l'impédance aux basses fréquences est grande devant la résistance R_1 , qui comprend une résistance en série, un microampèremètre et une pile de polarisation.

La figure 26 donne la variation en fonction de la fréquence de l'impédance d'entrée du système de polarisation pour une longueur de 40 mm du fil résistant. La capacité C_1 est de 1 000 pF et la résistance R_1 de 47 Ω . L'impédance est maximale pour 1,2 GHz, et reste suffisamment grande de 0,5 à 2 GHz pour fixer les idées. Du reste au paragraphe VII.2.4. nous examinerons l'influence du système de polarisation sur le gain et la stabilité de l'amplificateur, qui malgré tout ramène un élément perturbateur sur la diode.

VII.1.3. Mesure des caractéristiques de la diode.

Nous distinguerons les mesures électriques des paramètres de la diode et la mesure de la caractéristique statique tension-courant.

A) Mesure de la caractéristique statique de la diode.

Le relevé de la caractéristique $I = f(V)$ permet de déterminer la valeur de la résistance locale négative autour de la tension V_0 de polarisation (fig. 7).

La diode est placée en parallèle sur une résistance R_2 et la polarisation est introduite par l'intermédiaire d'une forte capacité C_2 considérée en première approximation comme un court-circuit en hyperfréquences (fig. 27).

Le dipôle constitué par la source de polarisation représente une forte impédance ramenée en parallèle sur R_2 et C_2 que l'on peut négliger.

On montre que les conditions de stabilité d'un

(*) Sylvania du type D 4.468 D.

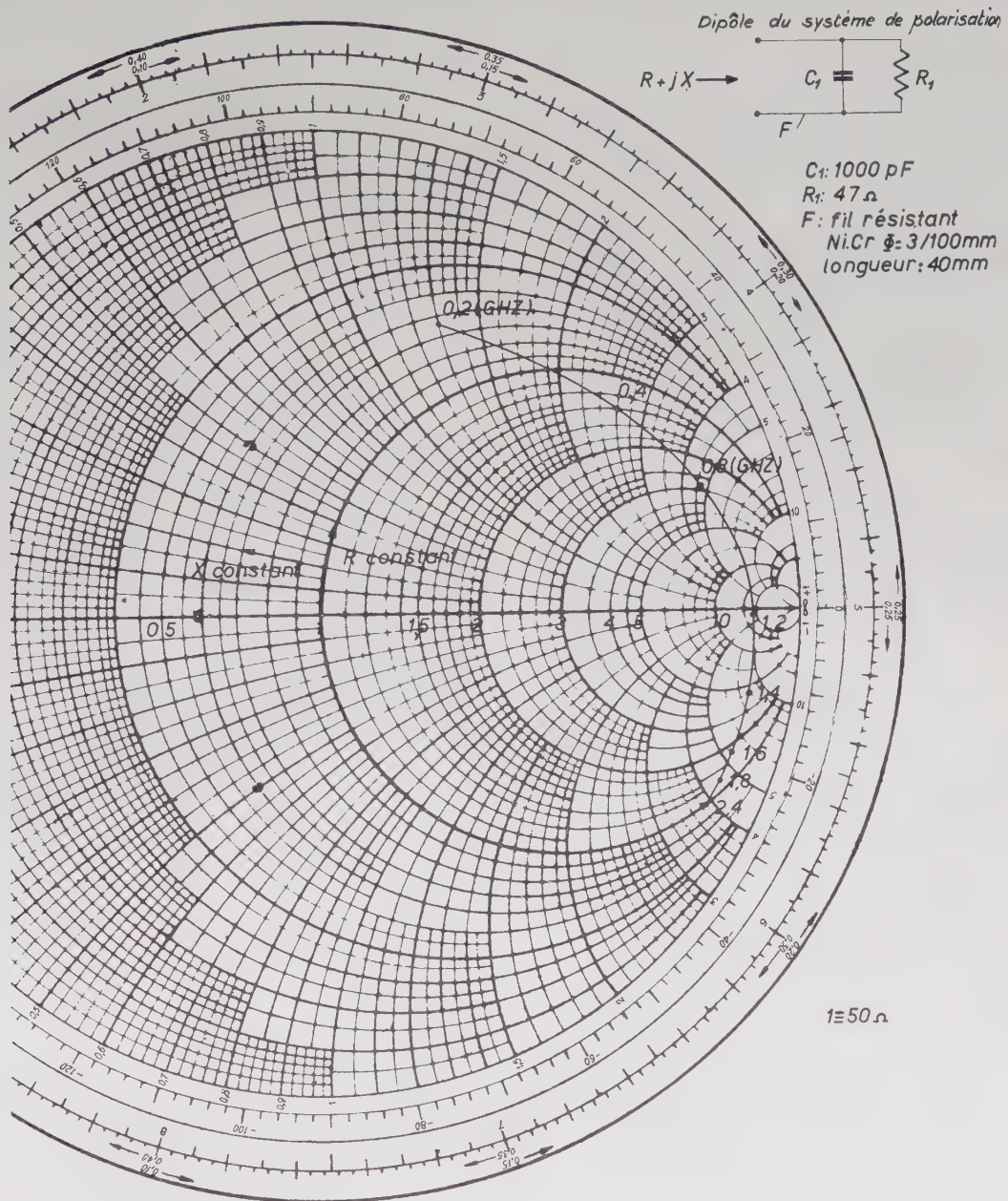
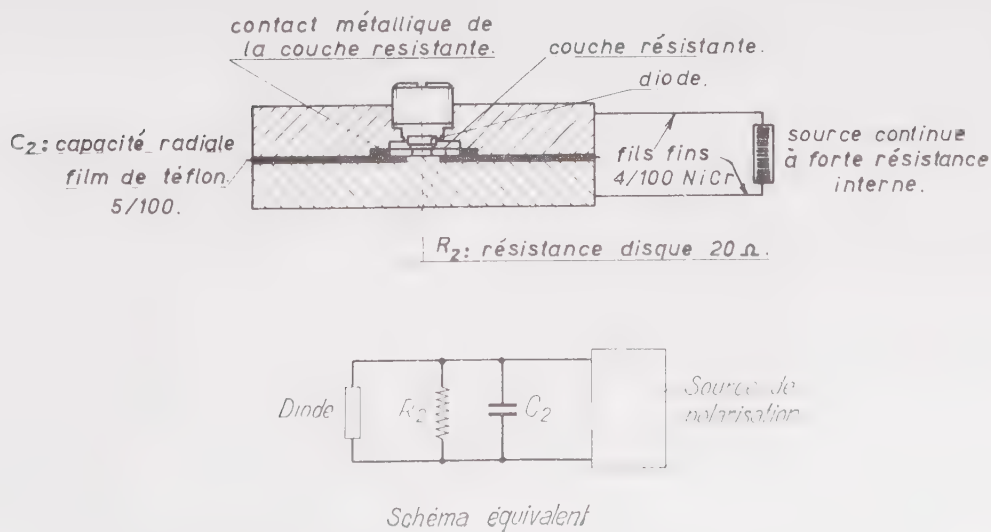

 FIG. 26. — Impédance d'entrée $R + jX$ du système de polarisation.


FIG. 27. — Montage de mesure de la caractéristique statique de la diode tunnel.

tel montage sont toujours vérifiées en prenant R_2 de l'ordre de $20\ \Omega$ pour les caractéristiques de diode données au paragraphe VII.1.1. (*).

La capacité C_2 est réalisée par un tronçon de

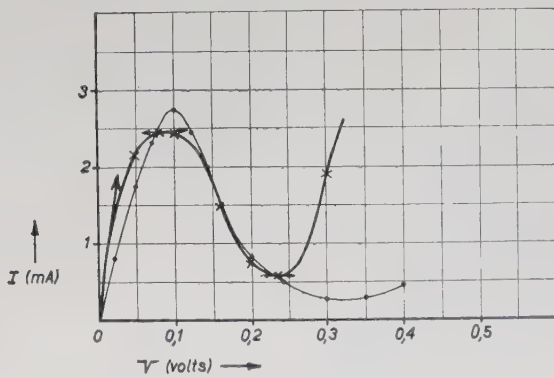
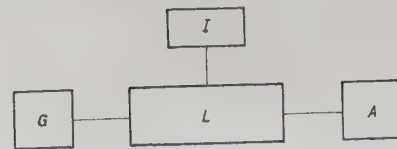
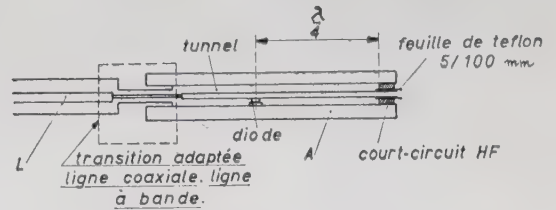


FIG. 28. — Caractéristique courant-tension mesurée sur la diode tunnel ● points de mesure, × points calculés en assimilant la caractéristique à une cubique autour du point d'inflexion. Le dispositif de mesure utilisé est indiqué sur la figure 27.



G: Générateur HF
L: Ligne de mesure coaxiale fendue
I: Indicateur (mesureur de T.O.S.)
A: Montage de mesure



λ : Longueur d'onde à la fréquence de mesure.

FIG. 29. — Dispositif de mesure des paramètres électriques de la diode tunnel.

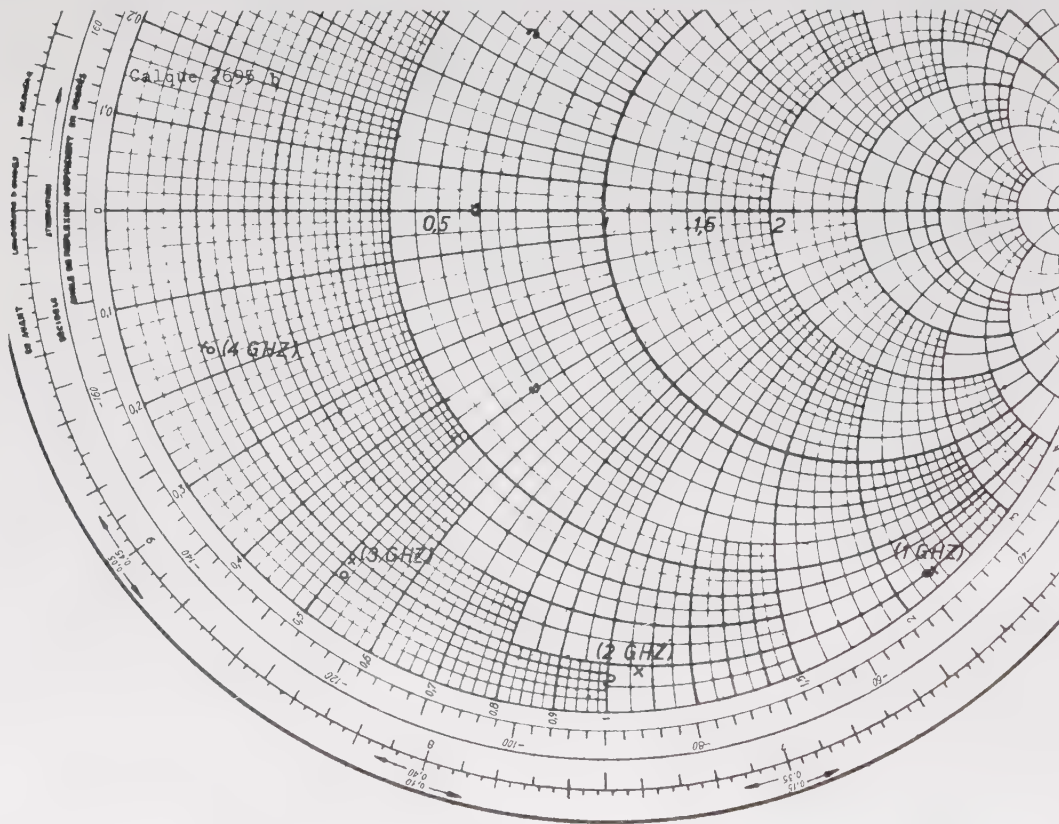


SCHÉMA ÉLECTRIQUE ÉQUIVALENT:



$$Z = R + jX$$

FIG. 30. — Impédance $R + jX$ de la diode tunnel polarisée à la vallée. ○ ○ points de mesure, × points calculés avec les valeurs suivantes: $l = 1\ n\ H$, $\gamma + C = 1,2\ pF$, $r = 4,5\ \Omega$.

ligne radiale dont les 2 conducteurs sont séparés par un film de téflon d'épaisseur 5/100 mm.

La résistance de $20\ \Omega$ est une résistance disque à couche de carbone.

La mesure consiste à mesurer à l'aide d'un micro-ampèremètre et d'un millivoltmètre, le courant

(*) Voir [20], VII.1.3. A.

continu débité par la source de polarisation et la tension continue qui est celle apparaissant aux bornes de R_2 et de la diode tunnel. On déduit par un calcul simple le courant continu passant dans la diode tunnel.

La figure 28 donne la caractéristique courant-tension obtenue. Le minimum de la valeur absolue de la résistance négative est de l'ordre de -52 ohms.

B) Mesure des paramètres de diode (fig. 7).

Pour cette mesure, la diode est polarisée à la vallée pour éliminer la résistance négative déterminée par ailleurs (paragraphe A ci-dessus).

Le schéma électrique est celui de la figure 7 dans lequel on a supprimé G et groupé les capacités C et γ ensemble.

Le principe de la mesure consiste à déterminer, à plusieurs fréquences, les impédances de la diode disposée dans une ligne de transmission, et de déduire de ces impédances les paramètres électriques.

La figure 29 donne le dispositif utilisé. La diode est disposée en parallèle sur une ligne à bande symétrique reliée, par une transition adaptée, à une ligne de mesure coaxiale et fendue à sonde accordable fonctionnant de 1 à 4 GHz.

La ligne à bande est prolongée au-delà de la diode, d'une longueur égale au quart de longueur d'onde correspondant à la fréquence de mesure, et terminée par un court-circuit HF. Cette disposition permet de ramener dans le plan de la diode une impédance infinie ne créant aucune perturbation dans la mesure de son impédance et d'apporter la polarisation par les plaques de masse isolées.

Résultats de mesure. Nous avons porté sur la figure 30, qui est un abaque de Smith, les impédances de diode mesurées aux fréquences 1, 2, 3 et 4 GHz, donnant les paramètres électriques (fig. 7)

$$r = 4,5 \Omega, \quad \gamma + C = 1,2 \text{ pF}, \quad l = 1 \text{ nH}.$$

La self inductance l est nettement différente de celle annoncée par le constructeur (0,25 nH) à cause du montage de la diode tunnel dans une ligne à bande, dont les dimensions (fig. 31) sont supérieures à celles de la diode.

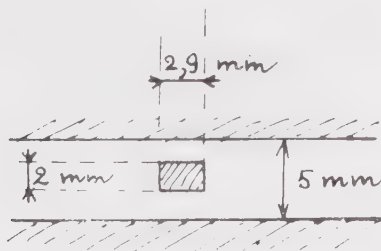


Fig. 31. — Structure de la ligne à bande supportant la diode tunnel.

En réalité le constructeur détermine la self inductance et la fréquence de résonance en mesurant la diode dans une cavité [11].

L'amplificateur est calculé § VII.2 et réalisé § VII.3 avec ces valeurs et dimensions de ligne à bande.

Au cours d'une autre détermination des caractéristiques électriques de la même diode tunnel montée dans une ligne à bande dont les dimensions sont réduites par un facteur 2, nous avons mesuré une self inductance $l = 0,6$ nH plus faible. Ces dimensions se révéleront nécessaires pour réaliser des amplificateurs analogues mais pour des fréquences supérieures où la self inductance doit être la plus faible possible.

VII.2. Calculs de l'amplificateur.

VII.2.1. Gain.

On se propose de déterminer un amplificateur à diode tunnel dont le schéma est donné sur la figure 10.

Pour une diode tunnel donnée, partiellement ou complètement compensée par Q_1 , b correspond dans la bande de fréquences utiles à son admittance, dont la susceptance est faible par rapport à la conductance. Dans la bande de fréquences à amplifier la conductance aura une valeur moyenne b (non réduite).

Pour un gain donné les valeurs « réduites » des éléments a_0 et b_0 sont données sur la figure 4.

L'impédance caractéristique Z_c sur laquelle l'amplificateur doit travailler sera donnée par l'expression :

$$bZ_c = b_0, \quad \text{et } 2a \text{ est tel que : } 2a = 2a_0.Z_c.$$

Ce qui signifie que la valeur moyenne réduite de la conductance négative de la diode tunnel soit bZ_c doit être égal au coefficient b_0 donné par la figure 4 correspondant au gain G_t .

En général Z_c sera différent de l'impédance caractéristique nominale Z généralement prise égale à 50 ohms.

Dans ce cas il sera nécessaire de prévoir de chaque côté de l'amplificateur proprement dit un transformateur à large bande T permettant de passer de l'impédance Z à l'impédance Z_c .

Si évidemment $Z \approx Z_c$ (en choisissant par exemple la diode tunnel) les transformateurs s'avéreront inutiles. Plus le rapport Z/Z_c sera différent de 1 et plus le transformateur T sera compliqué pour des performances égales [12].

Pour un gain de 13 dB la figure 4 nous donne :

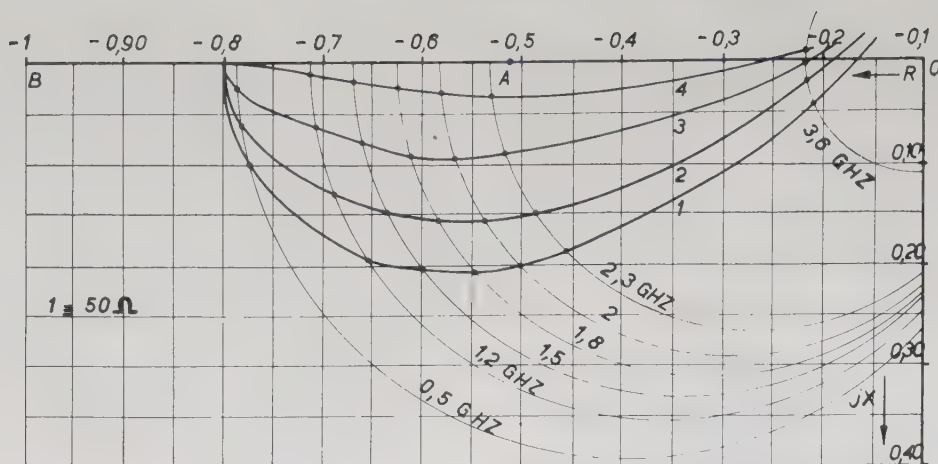
$$2a_0 = 2,10, \quad \text{et} \quad b_0 = -1,60.$$

Si nous considérons l'impédance (fig. 32) (déterminée à partir des éléments mesurés) de la diode tunnel (*) rapportée à 50 ohms, nous voyons que la résistance négative moyenne est voisine dans la bande de fréquences choisie (de 0 à 2,3 GHz) de :

$$-1/1,6 = 1/b = -0,625.$$

Nous pouvons alors choisir $Z_c = Z = 50$ ohms, et nous abstenir de disposer les transformateurs T . Dans ces conditions : $2a = 105 \Omega$.

(*) Sylvania D 4.168 D.



Courbe(1): Sans capacité de compensation.

Courbe(2): Avec une capacité de compensation de 0,36 pF.

Courbe(3) Avec une capacité de compensation de 0,72 pF.

Courbe(4) Avec une capacité de surcompensation de 1 pF.

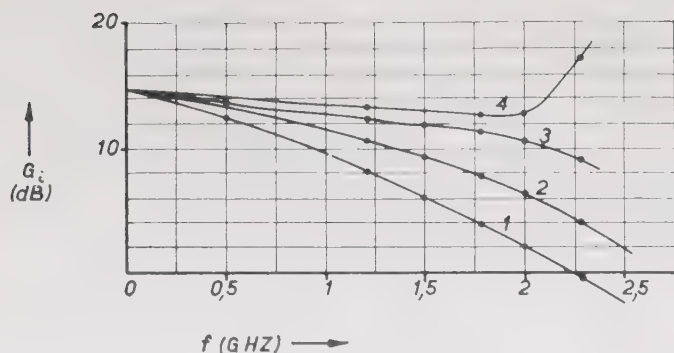


FIG. 32. — Impédance $R + jX$ de la diode tunnel avec compensation et gain théorique d'insertion correspondant en fonction de la fréquence.

Le quadripôle de compensation Q_1 (fig. 9) prend avec $R = Z = Z_0 = 50 \Omega$ et $F_0 = 2,3$ GHz les valeurs suivantes :

$$C_0 = 0,72 \text{ pF}, \quad L = 2,72 \text{ nH},$$

$$L' = 2,45 \text{ nH}, \quad C' = 0,81 \text{ pF}.$$

La figure 32 donne les différentes courbes d'impédance de la diode tunnel utilisée avec plusieurs capacités de compensation (entre 0 et 1 pF), et le gain d'insertion correspondant calculé par la construction géométrique de la figure 12.

En réalité si nous avons utilisé le quadripôle précédent Q_1 , nous aurions eu comme capacité de compensation $C_0 = 0,72$ pF et la valeur correspondante du gain donnée figure 32, et en tenant compte de l'impédance du système de polarisation ramené en parallèle sur la diode tunnel, nous aurions obtenu le gain théorique final de la figure 33. Pour obtenir un gain meilleur vers 2 GHz nous avons essayé un quadripôle de compensation plus simple du type passe-bas donnant une surcompensation pour les hautes fréquences (fig. 34) ; $C'' = 1$ pF, L'' est réalisé (voir paragraphe VII.3.) en élément répartis suivant une ligne coaxiale d'impédance caractéristique égale à 67 ohms et de longueur égale à 10 mm, dans le téflon ($\epsilon = 2,1$).

Remarquons que cette compensation ne pourrait pas être utilisée (et dans ce cas il faudrait revenir

au quadripôle Q_1 parfaitement adapté) si nous voulions, pour une mise en cascade de plusieurs amplificateurs une adaptation très bonne (voir chapitres VI et VIII). Ici nous avons volontairement sacrifié la bonne adaptation vers les fréquences supérieures pour obtenir un gain encore suffisant.

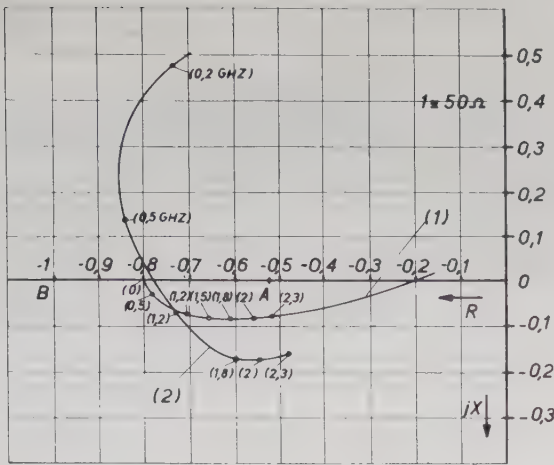
La figure 35 donne dans ces conditions l'impédance Z'_1 de la diode (compensée par la capacité de 1 pF) avec et sans système de polarisation et les gains correspondants. Nous voyons que le système de polarisation (décrit au paragraphe VII.12.) dont l'impédance est donnée en fonction de la fréquence sur l'abaque de Smith de la figure 26, limite inférieurement la bande passante de l'amplificateur.

La limite supérieure de la bande passante est donnée par la capacité de la diode, qui fixe la coupure du quadripôle de compensation.

La figure 36 montre les courbes théoriques du gain obtenues pour plusieurs valeurs de la résistance $2a'$ la valeur $a' = 1,05$ est la valeur théorique de départ). Ces courbes du gain ont été déterminées par la méthode géométrique de la figure 12, en prenant les pôles A_1, A_2, A_3 correspondant aux 3 valeurs de a' choisies.

On constate que la bande passante est maximale pour la valeur de a' intermédiaire ($a' = 1,05$), qui est la valeur théorique de départ.

C'est le résultat logique auquel il fallait s'attendre



(1) sans système de polarisation

(2) avec système de polarisation

(la capacité de compensation est de 0,72 pF, voir fig. 13)

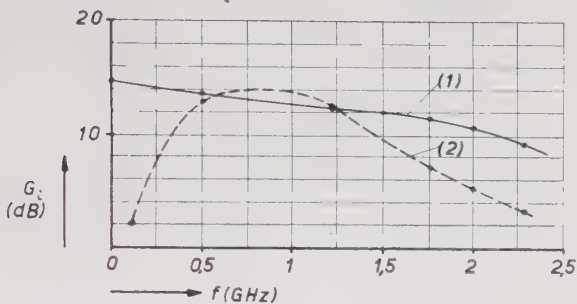


FIG. 33. — Gain théorique de l'amplificateur utilisant des diodes exactement compensées par le quadripôle de compensation avec et sans système de polarisation.

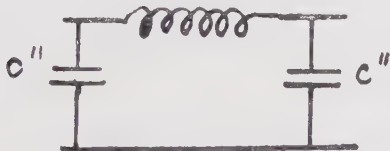


FIG. 34. — Quadripôle de surcompensation.

Influence d'une désadaptation de la charge Z.

Dans la réalité, pour un quadripôle actif donné, les impédances de charge et interne du générateur ne seront pas constantes et indépendantes de la fréquence.

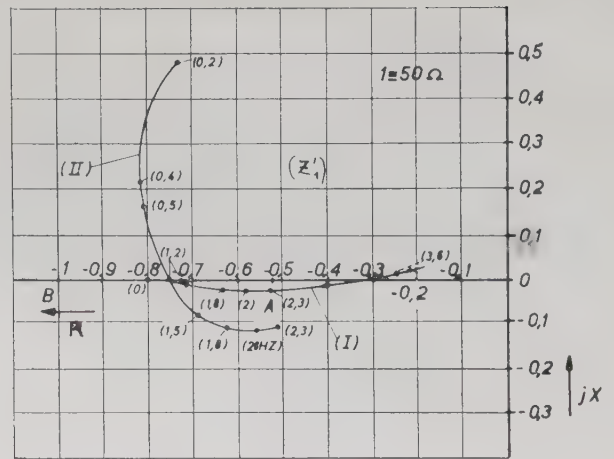
Le problème consiste à voir quelle est la modification du gain d'insertion de l'amplificateur quand l'impédance Z subit des fluctuations en module et en phase pour en déduire la qualité de l'adaptation à réaliser.

On caractérise ces variations par le taux d'ondes stationnaires m que présente l'impédance Z rapportée à l'impédance itérative Z_0 du quadripôle.

Nous supposons, par simplification, que la charge et l'impédance interne du générateur subissent les mêmes variations en module et en phase.

On montre (*) que si a et b sont rapportés à

(*) Voir [20], paragraphe VII.2.1 : influence d'une désadaptation de la charge Z.



Z'_1 : IMPÉDANCE DE LA DIODE

I. Sans système de polarisation

II. Avec système de polarisation

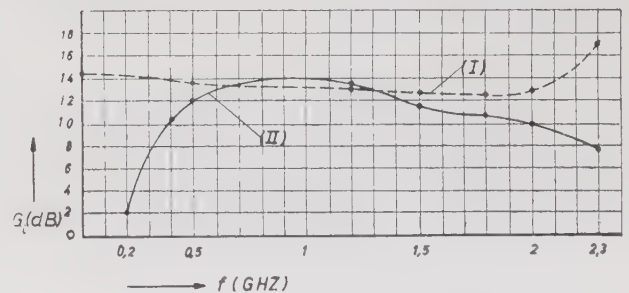
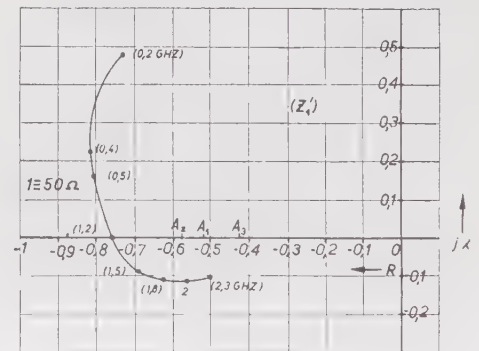


FIG. 35. — Gain de l'amplificateur utilisant des diodes « surcompensées » avec et sans système de polarisation.



Z'_1 : impédance de la diode surcompensée avec système de polarisation.

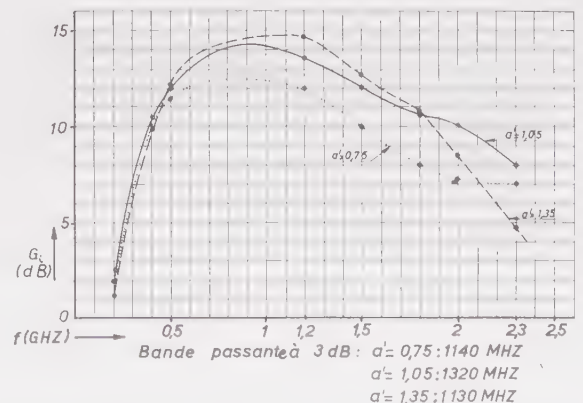


FIG. 36. — Influence de la valeur de la résistance $2a'$ sur le gain et la largeur de bande de l'amplificateur.

l'impédance itérative du quadripôle actif, l'expression du gain d'insertion est la suivante :

$$\frac{1}{(G_i)_1} = a' \cdot \left| \frac{1}{a'} + 2b' + \left(z + \frac{1}{z} \right) \right|, \text{ avec } z = \frac{Z}{Z_0},$$

$\frac{1}{a'} + 2b'$, nombre complexe dont la partie réelle est négative, est représenté dans le plan complexe par un vecteur OM (fig. 37).

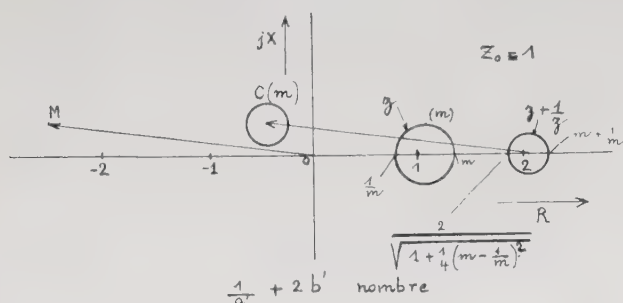


FIG. 37. — Influence d'une désadaptation de la charge par rapport à l'impédance itérative du quadripôle.

z représente la variation de Z rapportée à Z_0 .

Si Z donc z se déplace dans le plan complexe sur un cercle correspondant à un taux d'ondes stationnaires constant $m > 1$, (le cercle de diamètre $m - 1/m$ coupe l'axe réel aux points d'abscisses m et $1/m$), le nombre complexe $(z + 1/z)$ décrit un cercle également centré sur l'axe réel entourant le point 2, coupant l'axe réel aux points d'abscisses $(m + 1/m)$ et $2/\sqrt{1 + (m - 1/m)^2/4}$.

$\frac{1}{a'} + 2b' + \left(z + \frac{1}{z} \right)$ est donc dans le plan complexe un cercle, qui est la translation du cercle précédent $(z + 1/z)$ suivant le vecteur $\overline{OM}$. Soit $C(m)$ ce cercle.

Dès lors le gain d'insertion est donné par la relation :

$$1/(G_i)_1 = a' \cdot |\overline{ON}|.$$

Donc à un cercle initial de taux d'ondes stationnaires m correspond un cercle $C(m)$ dans le plan complexe. Quand la phase de z varie sur le cercle de TOS m , le point correspondant N décrit le cercle $C(m)$.

La variation de ON multiplié par a' donne directement l'inverse du gain d'insertion. Pour un m donné il y a un minimum et un maximum de gain.

La figure 38 donne la variation du gain d'insertion en fonction du taux d'ondes stationnaires m , pour deux gains de départ (correspondant à $m = 1$) de 11 et 15 dB.

On voit sur la figure 38, comme on pouvait s'y attendre, que pour une désadaptation donnée de Z (donc par exemple m fixé) la variation possible du gain suivant la phase de Z sera d'autant plus grande que le gain d'insertion de départ ($m = 1$) sera grand.

Remarquons que ces limites du gain correspondent d'une part à l'égalité des impédances de

charge et interne du générateur, et d'autre part à une phase particulière de Z .

Les courbes de la figure 38 montrent qu'à tout gain initial correspond une certaine désadaptation m , qui peut donner dans certaines conditions un gain

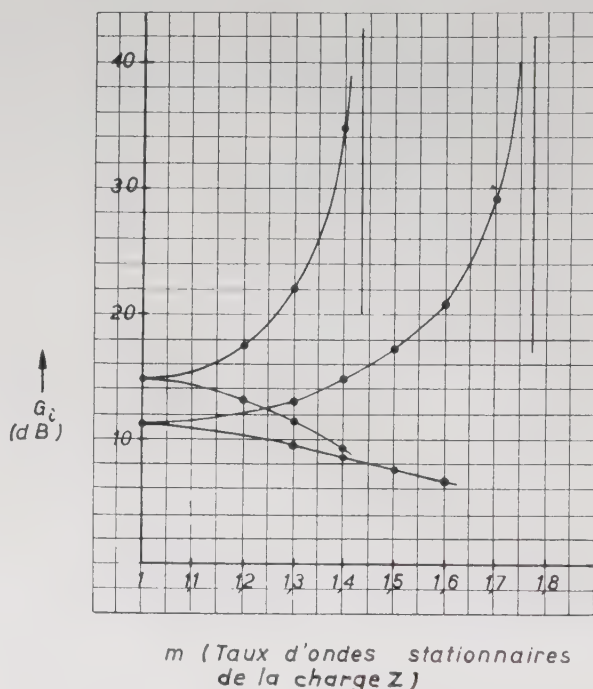


FIG. 38. — Variation du gain d'insertion de l'amplificateur en fonction d'une désadaptation des charges.

infini donc une instabilité. On peut d'une façon simple expliquer physiquement un phénomène d'oscillations par des réflexions successives d'ondes sur les impédances de charge (*).

VII.2.2. Stabilité de l'amplificateur.

Pour que la stabilité soit assurée il faut et il suffit que les conditions (7) et (8) du chapitre III soient vérifiées.

Avec les valeurs adoptées $a_0 = 1,05$ et $R = 50 \Omega$, et mesurées sur la diode $l = 1 \text{ nH}$, $C = 1,2 \text{ pF}$, $r = 4,5 \Omega$ la condition (8) qui s'écrit : $\rho > 33 \Omega$ est automatiquement vérifiée (ρ de l'ordre de 55Ω).

La condition (7) qui permet d'éviter l'instabilité à la fréquence nulle (cf. § VI.3 : stabilité) sera vérifiée en disposant en parallèle sur le circuit de polarisation une résistance de 47Ω (shuntée aux hautes fréquences par une capacité : fig. 26).

En toute rigueur nous avons, compte tenu du dipôle de polarisation (qui assure comme on vient de le montrer la stabilité pour la fréquence nulle) vérifié la stabilité par une autre méthode dite du « diagramme de Nyquist » qui permet de faire intervenir directement l'impédance du circuit de polarisation (donnée partiellement sur la fig. 26) [13].

(*) Voir [20], stabilité due à la désadaptation : paragraphe VII.2.1.

VII.2.3. Impédance d'entrée.

Pour calculer l'impédance d'entrée de l'amplificateur nous avons utilisé les formules données à la fin du chapitre VI. Pour $n = 1$ l'impédance d'entrée W_1 rapportée à Z est donnée par l'expression suivante :

$$W_1/Z = [1 + 2a'(1 + b')]/[1 + 2a'(z^2 + b')],$$

avec $z^2 = b'(1 + a'b')/a'$,

a' et b' étant rapportés à l'impédance Z de la charge, et avec $z = Z/Z_0$: Z_0 impédance itérative du quadripôle actif.

Nous avons tracé sur la figure 39 l'impédance

$$Z \equiv 1 \equiv 50 \Omega$$

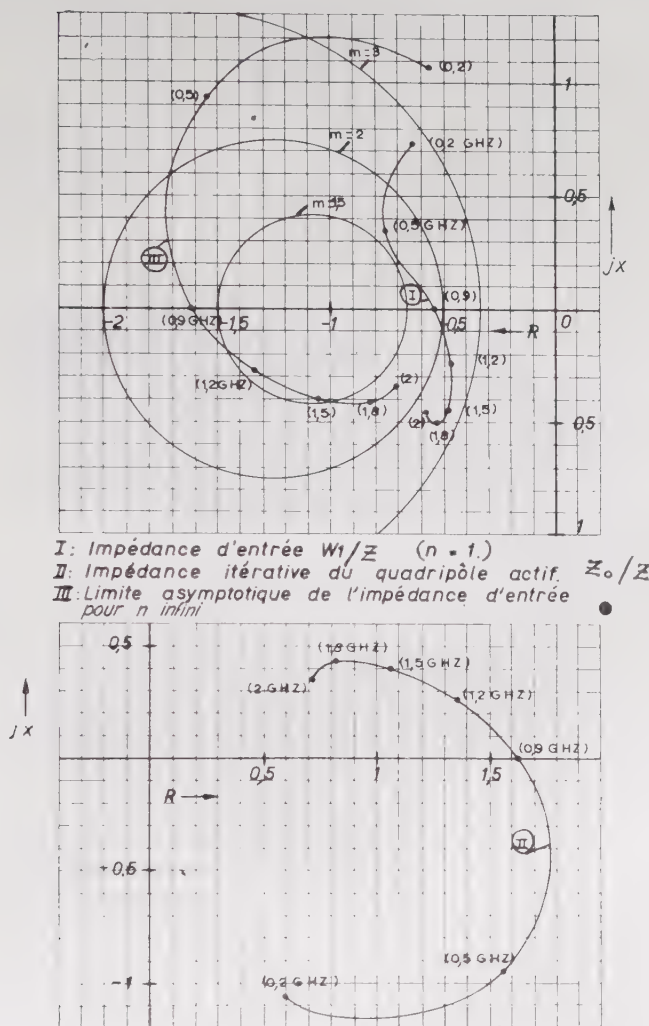


FIG. 39. — Impédance d'entrée et impédance itérative calculées de l'amplificateur.

itérative Z_0 (rapportée à $Z = 50 \Omega$), l'impédance d'entrée W_1 (rapportée à Z) et à titre indicatif la courbe de $(-1/z)$ correspondant pour chaque fréquence à la limite asymptotique de l'impédance d'entrée pour n infini (n nombre de quadripôles mis en cascade).

On constate que l'impédance itérative varie assez fortement avec la diode tunnel utilisée (*), et il ne

peut être question d'associer plusieurs quadripôles dans la bande de fréquences considérée (voir chapitre VIII montrant de telles possibilités avec d'autres diodes tunnel).

L'impédance d'entrée, dont, remarquons le, la partie réelle est constamment négative en fonction de la fréquence, se rapproche de la courbe III correspondant à la limite asymptotique de l'impédance d'entrée pour n infini.

Remarque importante.

Cette impédance d'entrée dont la partie réelle est négative va correspondre à un coefficient de réflexion Γ dont le module est supérieur à 1.

L'onde réfléchie par l'impédance W_1 sera en module supérieure au module de l'onde directe venant du générateur et le taux d'ondes stationnaires, mesuré par exemple sur une ligne coaxiale à sonde placée entre le générateur et l'amplificateur, donné par le rapport du maximum au minimum de la tension relevée résultant de la combinaison des deux ondes directe et réfléchie sera :

$$m = [1 + |\Gamma|]/[|\Gamma| - 1].$$

Nous avons tracé sur la figure 39 les cercles correspondant à plusieurs taux d'ondes stationnaires. Les taux d'ondes stationnaires correspondant aux points calculés de l'impédance d'entrée W_1 ont été reportés sur la figure 40 pour pouvoir les comparer avec ceux effectivement mesurés.

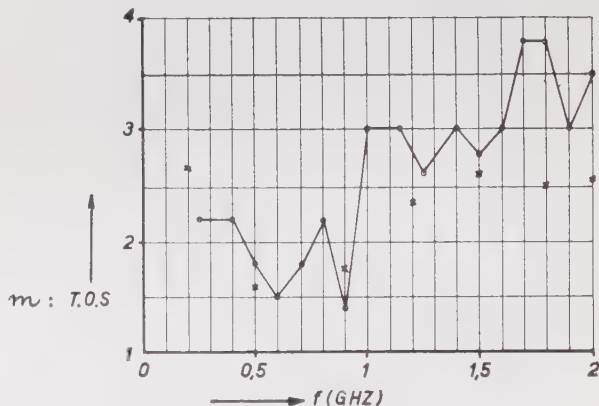


FIG. 40. — Taux d'ondes stationnaires de l'impédance d'entrée, rapportée à 50Ω de l'amplificateur (expérimental) ; $\circ$ points mesurés, $\times$ points calculés.

VII.2.4. Facteur de bruit.

Par application de la formule du facteur de bruit établie à la fin du chapitre IV, on trouve pour l'amplificateur choisi les valeurs indiquées sur la figure 41 en fonction de la fréquence.

On voit que le facteur de bruit tend à remonter aux fréquences basses en raison de l'accroissement de la partie réactive de b' provoquée par le système de polarisation et pour les hautes fréquences également en raison de l'influence de la coupure du quadripôle de surcompensation.

Le facteur de bruit reste voisin de 6 dB dans une grande partie de la bande.

(*) Diode Sylvania D 4.168 D.

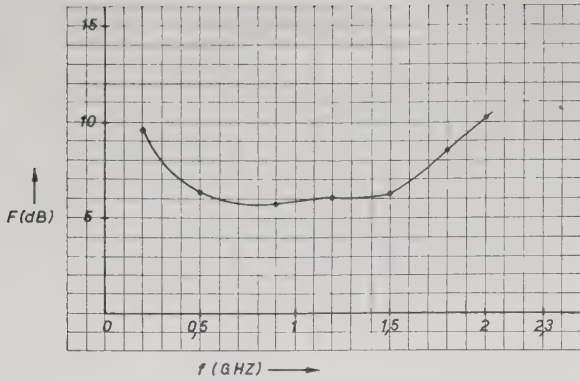


FIG. 41. — Facteur de bruit F (dB) de l'amplificateur en fonction de la fréquence (calculé).

Des articles récents [14] montrent que pour des amplificateurs utilisant une seule diode tunnel donc d'une largeur de bande plus faible, on obtient dans les meilleures conditions des facteurs de bruit de l'ordre de 4 dB. Le résultat auquel théoriquement nous aboutissons n'est pas si éloigné, notre but étant avant tout d'obtenir des amplificateurs à très large bande avec une bonne adaptation.

VII.2.5. Distorsion non linéaire.

Nous avons, suivant la partie théorique développée au chapitre V calculé le gain de transfert de l'amplificateur pour des niveaux hyperfréquences donnant lieu à des phénomènes non linéaires.

A) Dans le cas où nous considérons la caractéristique de chaque diode tunnel assimilable au

voisinage du point de polarisation à une parabole, ($i = K_1 v + K_2 v^2$ avec $K_1 = G$) ce qui correspond sensiblement à une polarisation en dehors du point d'inflexion de la caractéristique, le gain de transfert est donné par la formule (1) du paragraphe V.2.

Nous avons tracé sur la figure 42 les courbes théoriques du gain de transfert pour 3 valeurs du coefficient K_2 . Le coefficient K_2 déterminé sur la caractéristique statique expérimentale de la diode tunnel (fig. 28) est voisin de 0,08. Plus le coefficient K_2 est faible et plus la baisse du gain tarde à se produire.

La valeur adoptée pour b_0 est $-1,6$: c'est la valeur théorique de départ pour le calcul de l'amplificateur (paragraphe VII.2.1.). Pour des très faibles valeurs de V on retrouve le gain de transfert déjà calculé (et donné sur la figure 4).

Il apparaît que la « saturation » c'est-à-dire la compression du niveau de sortie par rapport au niveau d'entrée, caractérisée par la chute du gain de transfert, apparaît déjà à partir de niveaux faibles à l'entrée.

B) Dans le cas où nous assimilons la caractéristique de chaque diode tunnel au voisinage du point de polarisation à une cubique ($i = K_1 v + K_3 v^3$ avec $K_1 = G$) ce qui correspond à une polarisation au point d'inflexion de la caractéristique, le gain de transfert est donné par la formule (3) du paragraphe V.3.

Nous avons tracé sur la figure 43 les courbes

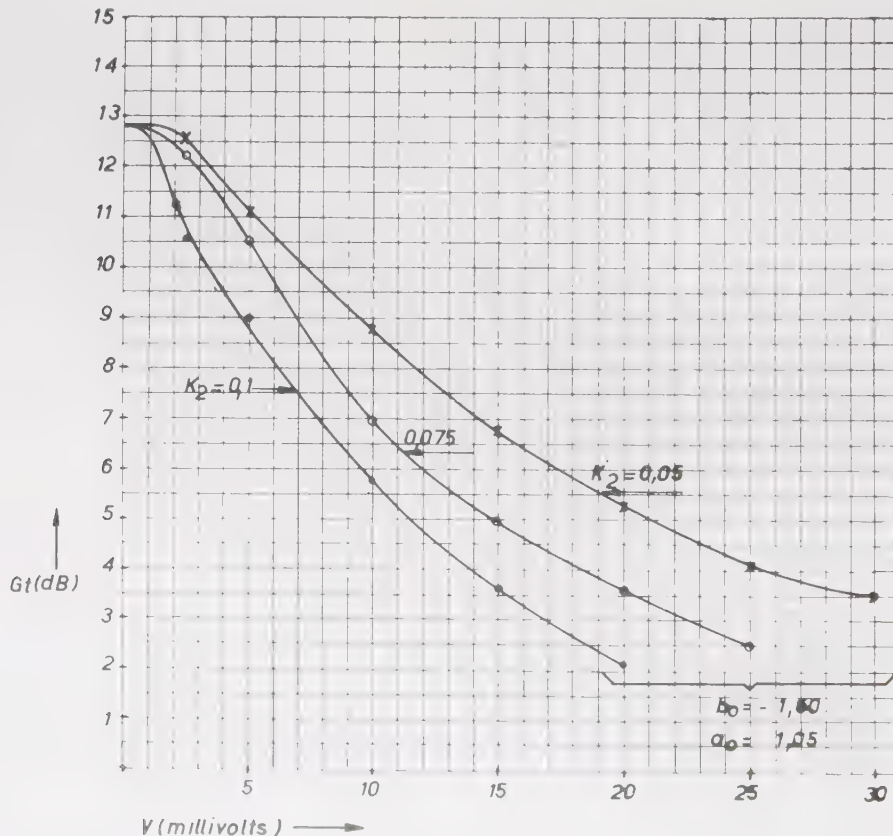


FIG. 42. — Variation théorique du gain de transfert G_t (dB) de l'amplificateur en fonction du niveau hyperfréquence V à l'entrée. (La diode est polarisée en dehors du point d'inflexion de la caractéristique) K_2 est le coefficient du terme en v^2 de la parabole. ● ● ●, ○ ○ ○ points de calcul.

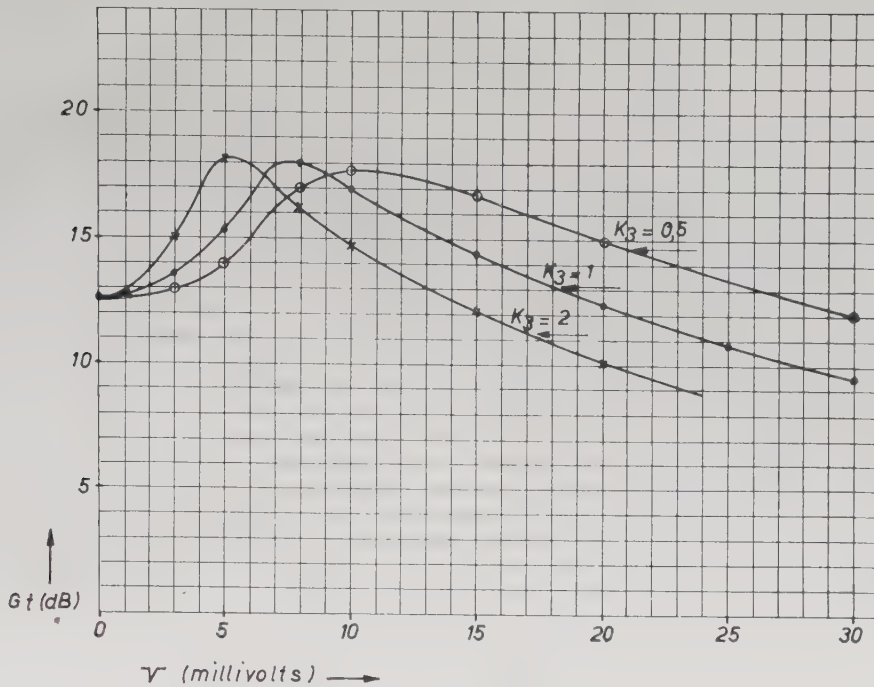


FIG. 43. — Variation théorique du gain de transfert G_t (dB) de l'amplificateur en fonction du niveau hyperfréquence V à l'entrée (La diode est polarisée au point d'inflexion de la caractéristique) K_3 est le coefficient du terme en v^3 de la cubique.

théoriques du gain de transfert pour 3 valeurs du coefficient K_3 . Le coefficient K_3 déterminé sur la caractéristique statique expérimentale de la diode tunnel (fig. 28 sur laquelle on a tracé la cubique) est voisin de 1. Nous voyons que le gain G_t passe par un maximum et que la distorsion non linéaire et la « saturation » apparaissent pour des tensions V nettement supérieures à celles correspondantes à l'amplificateur dont les diodes sont polarisées en dehors du point d'inflexion de la caractéristique (voir fig. 42).

VII.3. Réalisation de l'amplificateur.

La figure 44 donne le schéma radioélectrique de l'amplificateur. La figure 45 donne la réalisation conforme au schéma radio-électrique. L'amplificateur est réalisé selon la technique des lignes à bande pour permettre un accès facile. L'entrée et la sortie, sont réalisées en ligne coaxiale. La configuration de la transition ligne à bande — ligne coaxiale est étudiée spécialement en hyperfréquences (jusqu'à des fréquences de plusieurs GHz) pour éviter toute réflexion. La méthode utilisée [15] permet de déterminer avec une bonne approximation la perturbation supposée localisée à la transition et donne le moyen de la compenser.

Les dimensions des lignes à bande épaisses, utilisées pour réaliser l'amplificateur, sont données dans plusieurs ouvrages [16 et 17] et correspondent très exactement aux valeurs des impédances mesurées expérimentalement.

La résistance $2a$, résistance de 2 mm de longueur à couche de carbone, considérée comme localisée, est insérée dans le conducteur central, préalablement sectionné, de la ligne à bande (voir fig. 45). Le contact est réalisé sur les 2 couronnes métalliques

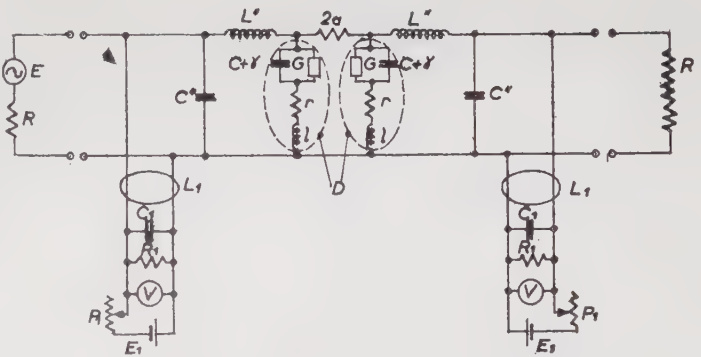


FIG. 44 — Schéma radioélectrique de l'amplificateur (bande de 0,2 à 3GHz) D : diodes tunnel avec :

$C + \gamma = 1,2 \text{ pF} = 1,2 \cdot 10^{-12} \text{ F}$, $l = 1 \text{ nH} = 10^{-9} \text{ H}$,
 $r = 4,5 \Omega$, $1/G = -52 \Omega$ (éléments mesurés) ; $2a$: résistance localisée de 105 ohms ; quadripôle de compensation : L'' = ligne coaxiale, court circuitée d'impédance 67 ohms, longueur 10 mm dans le téflon ($\epsilon = 2,1$), $C'' = 10^{-12} \text{ F} = 1 \text{ pF}$; système de polarisation : L_1 = ligne résistante de transmission à haute impédance, C_1 = capacité de 1 000 pF, R_1 = résistance de 47 ohms, V = millivoltmètre résistance 20 k.Ω/volts, E_1 = source de polarisation 4,5 volts ; P_1 = potentiomètre variable de 0 à 2,5 kΩ ; R : résistance de charge ou résistance interne du générateur E.

de la résistance par 2 pinces en bronze au béryllium constituées par les 2 parties fendues du conducteur central de la ligne à bande.

Les 2 diodes tunnel sont disposées de part et d'autre de la résistance $2a$, en parallèle sur la ligne à bande et sur deux côtés opposés du conducteur central.

Le quadripôle de surcompensation prévu au paragraphe VII.2.1. comprend une self en série de $3 \cdot 10^{-9}$ henry environ et une capacité disposée en parallèle de 1 pF.

La self-inductance est disposée dans le tronçon

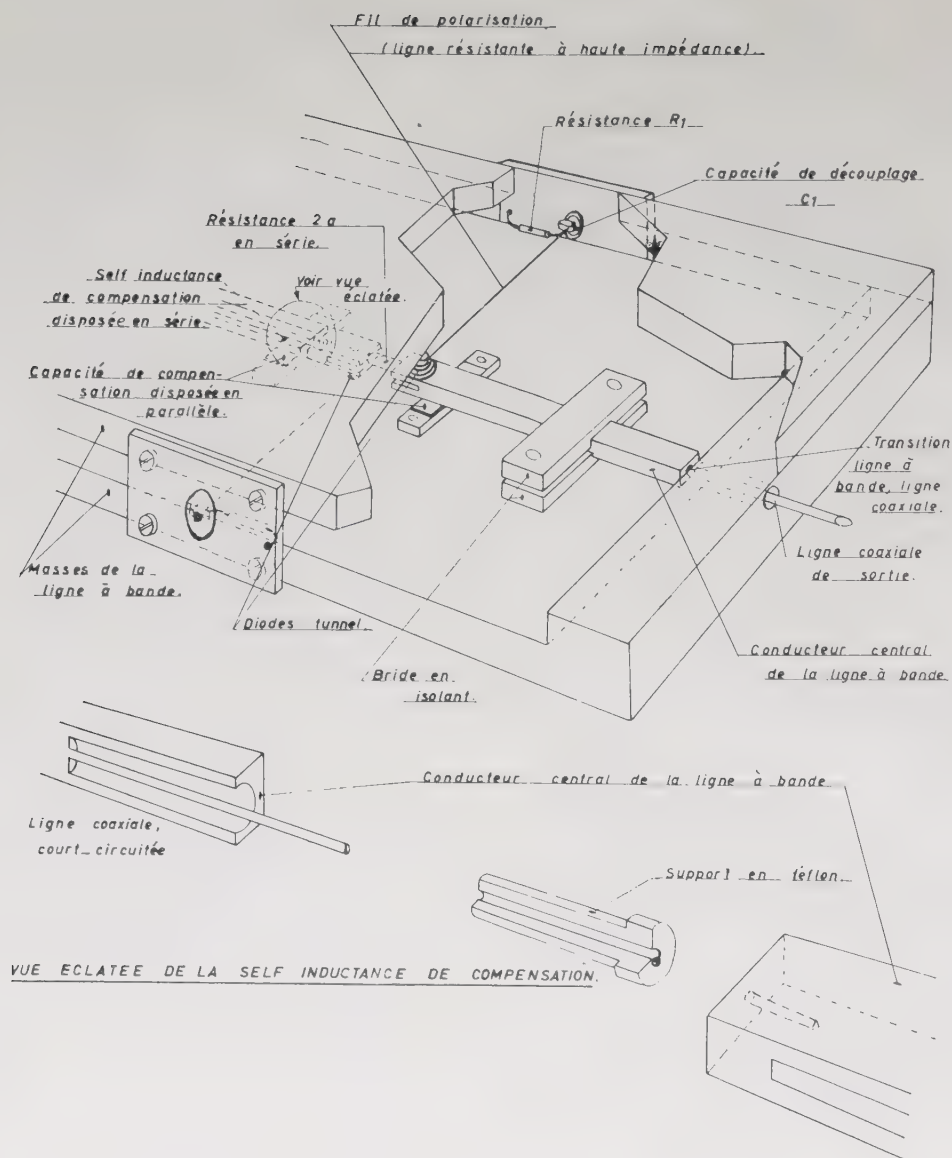


FIG. 45. — Schéma perspectif de l'amplificateur.

central de la ligne à bande et réalisée sous forme de ligne coaxiale court-circuitée de courte longueur et enrobée dans du téflon. Son impédance caractéristique est de 67Ω et sa longueur de 10 mm.

La capacité de compensation de 1 pF est disposée en parallèle sur la ligne à bande. Elle est constituée par un film de téflon d'épaisseur 0,3 mm comprimé entre le conducteur central de la ligne à bande et la masse surélevée à cet endroit.

Chaque diode est encastrée dans une petite cuvette creusée dans le conducteur central de la ligne à bande et maintenue par la plaque de masse correspondante.

Les deux plaques de masse sont maintenues entre elles à la bonne distance au moyen de petits cylindres creux calibrés, à l'intérieur desquels passent les vis de fixation. Ces cylindres sont éloignés suffisamment du conducteur central de la ligne à bande pour ne pas apporter de perturbations.

Au cours de la mise au point de l'amplificateur, des rayonnements parasites apparus à certaines

fréquences, et dus aux discontinuités du conducteur central de la ligne à bande à l'endroit des diodes tunnel, ont été éliminés par des obstacles cylindriques disposés de part et d'autre du conducteur central et fixés par la compression des plaques de masse. La distance à laquelle se trouvent ces obstacles, qui jouent un rôle d'écran, est suffisante pour ne pas modifier l'impédance caractéristique de la ligne de transmission.

La ligne d'arrivée de chaque circuit de polarisation (paragraphe VII.1.2.) est constituée par une ligne à bande résistante, à grande impédance caractéristique (de l'ordre de 300 ohms) de longueur 40 mm constituée par un fil résistant au Ni-Cr de 3/100 de mm de diamètre disposé entre les 2 masses. Cette ligne est fermée à son extrémité sur un dipôle qui comprend une capacité de 1 000 pF en parallèle sur une résistance de 47Ω . Le circuit de polarisation proprement dit (qui n'est pas représenté sur la fig. 45) est constitué par une pile de polarisation, un potentiomètre de réglage et une résistance en série de valeur élevée représentant à toutes les fréquences

une impédance grande ramenée en parallèle sur la capacité de 1 000 pF.

Pour soutenir les 2 portions de ligne à bande de part et d'autre de l'amplificateur proprement dit on a disposé 2 brides en isolant de bonne tenue mécanique. Chaque bride est réalisée en 2 parties qui viennent s'appuyer sur le conducteur central de la ligne à bande. Ces brides ont été compensées radioélectriquement [15].

VII.4. Mesures.

Les résultats expérimentaux suivants portent sur l'amplificateur décrit au paragraphe VII.3. précédent et calculé au paragraphe VII.2.

VII.4.1. Gain d'insertion.

La figure 46 donne le dispositif de mesure du gain d'insertion de l'amplificateur.

L'impédance nominale de la ligne de transmission est de 50 ohms. Un générateur (G) hyperfréquences étalonné, muni d'un atténuateur coaxial (A) de 10 dB et d'impédance itérative de 50 Ω , constitue un générateur HF d'impédance interne égale à 50 Ω .

— Le récepteur d'impédance d'entrée égale à 50 ohms est constitué par un atténuateur « A » d'impédance itérative de 50 ohms, d'environ 10 dB suivi d'un montage détecteur « D » à cristal.

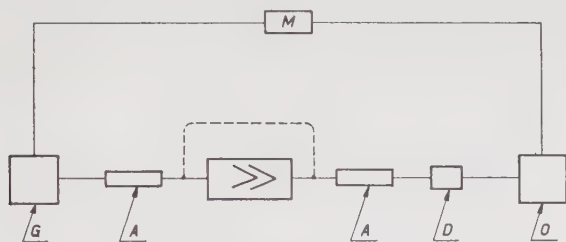


FIG. 46. — Dispositif de mesure de gain d'insertion. G : générateur HF, A : atténuateur, >> : amplificateur, D : détecteur, O : oscilloscope, M : générateur d'impulsions, ... liaison directe pour mesurer le gain

— L'indicateur est un oscilloscope « O » sur les plaques verticales de déviation duquel est appliquée la tension détectée « video » venant du détecteur « D ».

— Un générateur d'impulsions « M » module le générateur HF et synchronise l'oscilloscope « O ».

Sur l'oscilloscope on distingue l'impulsion video par rapport au bruit qui d'ailleurs est dû essentiellement au montage cristallin détecteur.

Pour mesurer le gain d'insertion, il suffit de comparer les 2 indications de l'atténuateur du générateur G, qui donnent le même niveau sur l'oscilloscope avec et sans amplificateur.

La figure 47 donne le gain de l'amplificateur mesuré dans ces conditions.

Le gain a été mesuré avec un niveau du générateur G correspondant au « signal tangentiel », c'est-à-dire au niveau, qui donne sur l'oscilloscope une amplitude de l'impulsion double de celle du bruit.

Nous voyons que le gain d'insertion mesuré est

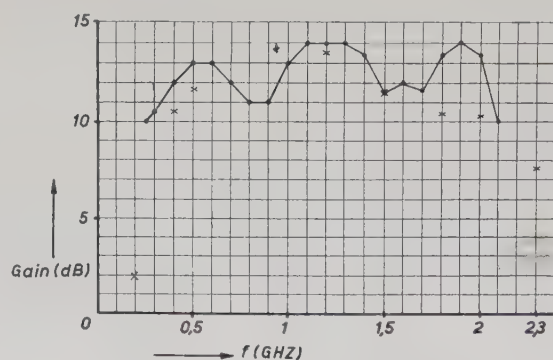


FIG. 47. — Gain d'insertion de l'amplificateur (expérimental) O points de mesure X : points de calcul.

voisin du gain d'insertion théorique calculé au paragraphe VII.2.1.

Cependant les différences qui apparaissent sont d'une part imputables à la désadaptation inévitable de la charge et de l'impédance du générateur (paragraphe VII.2.1. et fig. 38) qui malgré les atténuateurs A présentent des taux d'ondes stationnaires dans la bande de fréquences utiles de l'ordre de 1,25, et d'autre part imputables aux légères différences des éléments électriques des diodes tunnel.

VII.4.2. Mesure du facteur de bruit.

La figure 48 donne le dispositif de mesure du facteur de bruit de l'amplificateur.

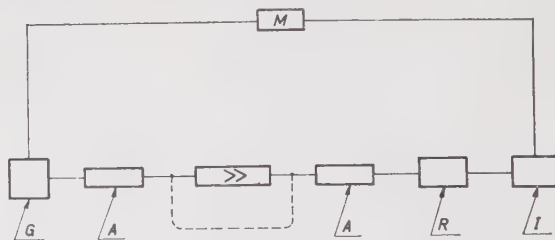


FIG. 48. — Dispositif de mesure du facteur de bruit G : générateur HF, R : récepteur à faible bruit A : atténuateur, I : indicateur, M : générateur d'impulsions, >> : amplificateur.

C'est un montage analogue à celui utilisé pour la mesure du gain (paragraphe VII.4.1.) où le montage cristallin détecteur est remplacé par un récepteur dont le facteur de bruit compte tenu de l'atténuateur A, qui le précède (qui sert à assurer l'adaptation) est F_1 , mesuré à l'aide d'une diode de bruit.

La mesure consiste, connaissant d'une part le facteur de bruit F_1 du récepteur adapté, et d'autre part le rapport d entre les niveaux de sortie du générateur étalonné « G », qui donnent avec et sans amplificateur le signal tangentiel (défini au paragraphe VII.4.1.) sur l'indicateur, à déduire le facteur de bruit F de l'amplificateur, dont le gain G_t a été déterminé par ailleurs, par l'expression suivante :

$$F = (F_1/d) - (F_1 - 1)/G_t.$$

Une mesure faite à 1 GHz donne pour valeurs :

$$F_1 = 18,5 \text{ dB}, \quad G_t = 10 \text{ dB}, \quad d = 5 \text{ dB},$$

d'où l'on déduit $F = 12 \text{ dB}$.

VII.4.3. Distorsion non linéaire.

La figure 49 donne le dispositif de mesure adopté pour la mesure de la distorsion non linéaire de l'amplificateur.

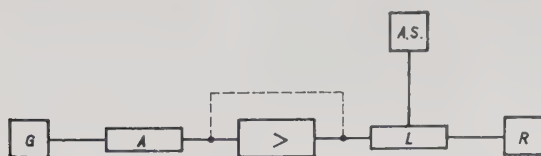


FIG. 49. — Dispositif de mesure de la distorsion non linéaire. G : générateur HF, A : atténuateur (10 dB), $>$: amplificateur partiel, L : ligne de mesure avec sonde, R : charge adaptée, A.S. : analyseur de spectre.

accordable. Cet analyseur de spectre permet de séparer les différents harmoniques (qui ne sont pas arrêtés par la cavité accordable), et de mesurer finalement le gain d'insertion sur la fréquence fondamentale suivant une méthode analogue à celle décrite au paragraphe VII.4.1. Le générateur HF est modulé en impulsions, et le générateur de spectre synchronisé délivre après changement de fréquence, amplification, et détection une impulsion vidéo sur un oscilloscope.

On déduit le gain de transfert de la mesure du gain d'insertion ainsi faite et de la mesure de l'impédance d'entrée (*). Cette dernière est mesurée en disposant la ligne de mesure L entre le générateur équipé de son atténuateur A et l'amplificateur partiel. On constate du reste que cette impédance n'est pas dénuée de partie réactive contrairement aux hypothèses simplificatrices de départ (voir paragraphe V.1.). Nous avons porté sur la figure 50

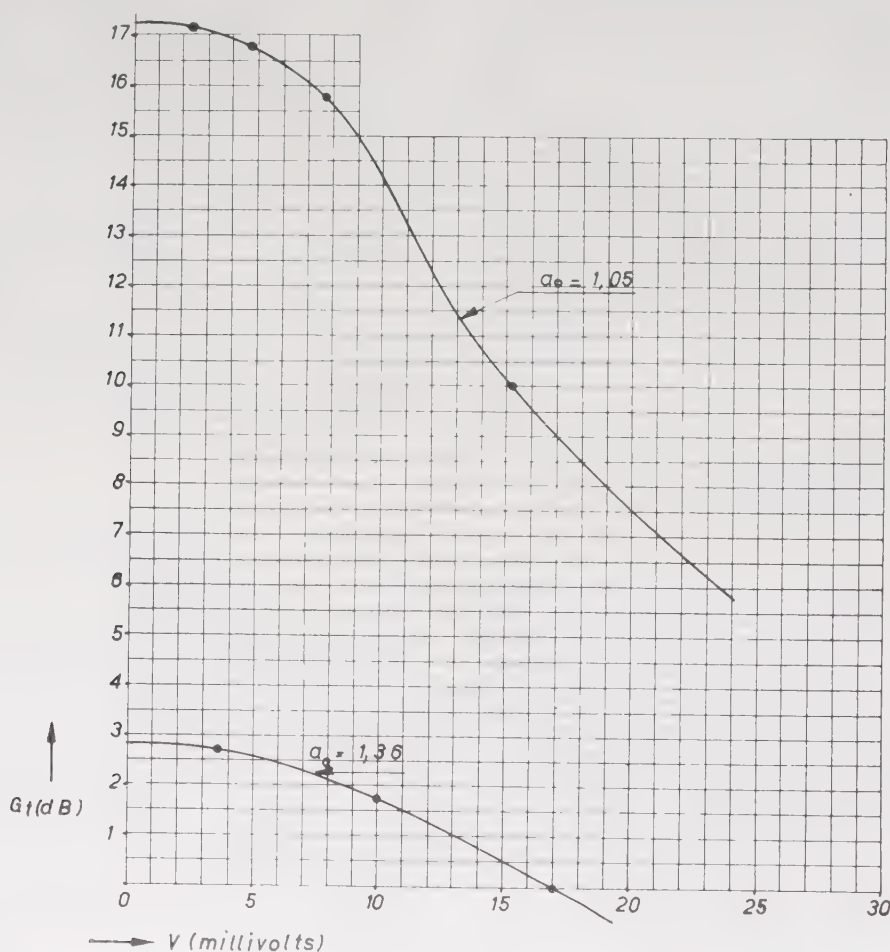


FIG. 50. — Mesure de la distorsion non linéaire (variation du gain de transfert en fonction du niveau hyperfréquence à l'entrée).

Nous avons, avec une diode (*) polarisée en dehors du point d'inflexion de la caractéristique (0,19 volt), mesuré la variation du gain de transfert $|v/V|$ en fonction de V (fig. 14).

Un analyseur de spectre est couplé faiblement à la ligne de transmission par l'intermédiaire d'une ligne de mesure L coaxiale pourvue d'une cavité

le gain de transfert mesuré en fonction du niveau hyperfréquence à l'entrée. La résistance $2a_0$ de l'amplificateur est prise égale à 2,10 (ce qui fait en réalité une résistance de 105 ohms). Cette courbe expérimentale est à comparer aux courbes théoriques de la figure 42. La différence de gain initial

(*) Sylvania D 4.168 D.

(*) Voir [20], paragraphe II.1 : rappel des notions fondamentales.

pour des valeurs de V faibles est due à la présence d'éléments réactifs résiduels dans la diode tunnel dont nous n'avons pas tenu compte dans le calcul. L'allure de décroissance des courbes est la même. Nous rappelons que le coefficient K_2 évalué avec une assez grande incertitude sur la caractéristique de la diode utilisée est de l'ordre de 0,08.

Une autre courbe expérimentale a été tracée pour une résistance $2a_0 = 2,72$ (résistance en fait de 136 ohms puisque $R = 50$ ohms). On voit l'importance de la variation de la résistance qui peut être en partie la cause de la différence observée entre courbes théoriques et expérimentales.

VII.4.4. Impédance d'entrée.

La figure 51 donne le dispositif de mesure de l'adaptation de l'amplificateur. Une ligne de mesure coaxiale L permet de mesurer l'impédance d'entrée de l'amplificateur.

La figure 40 donne le taux d'ondes stationnaires en fonction de la fréquence.

Pour travailler à un niveau hyperfréquences faible à l'entrée de l'amplificateur et se trouver en dehors de la zone de distorsion non linéaire, il faut augmenter la sensibilité du système de détection directe de la sonde de la ligne de mesure. Pour cela ce système de détection est remplacé par un mélangeur à faible bruit avec oscillateur local, correspondant à un changement de fréquence et ampli-

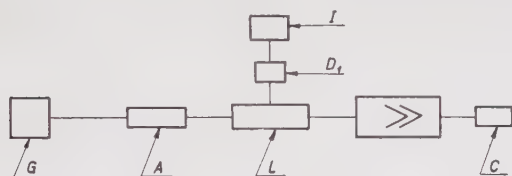


FIG. 51. — Dispositif de mesure de l'adaptation de l'amplificateur. G : générateur HF, A : atténuateur, $\gg$: amplificateur, C : charge adaptée 50 Ω , L : ligne de mesure coaxiale, D_1 : détecteur, I : indicateur de T. O. S.

fication MF, qui assure une meilleure sensibilité et permet d'expérimenter avec un niveau hyperfréquences plus faible.

VIII. EXEMPLE DE MISE EN CASCADE DE n QUADRIPOLES ACTIFS.

Nous avons appliqué les résultats du chapitre VI, qui concernent le gain, l'impédance d'entrée et la stabilité d'un amplificateur composé de plusieurs quadripôles actifs. Depuis la réalisation de l'amplificateur utilisant des diodes (*) (voir chapitre VII) dont la fréquence de résonance est de 10 GHz, sont apparues des diodes de fréquence de résonance plus élevée : ainsi la diode tunnel (**) de fréquence de

résonance de 30 GHz et qui possède les caractéristiques suivantes : (voir fig. 7)

$$(\rho)_{\min} = -1/G_0 = 35 \Omega, \quad r = 5 \Omega, \quad C = 0,4 \text{ pF}, \\ \gamma = 0,35 \text{ pF}, \quad l = 0,3 \text{ nH}.$$

Cette diode est plus avantageuse que la diode précédente pour se prêter à une utilisation dans un amplificateur à diodes réparties dans la bande de fréquences utilisées.

Nous n'avons pas tenu compte du dispositif de polarisation qui convenablement choisi peut être négligé en première approximation, sauf pour les très basses fréquences pour lesquelles il assure la stabilité. Le quadripôle de compensation (fig. 9) peut « absorber » la capacité γ de l'enrobage de la diode, en choisissant :

$$F_0 = 4,75 \text{ GHz}.$$

Nous avons en effet pu prendre $Z = 50 \Omega$ en choisissant les éléments de départ suivants :

$$a_0 = 0,875 \quad b_0 = -1,725,$$

correspondant à

$$G_i = 11,4 \text{ dB}.$$

L'impédance itérative réduite d'un quadripôle actif est tracée sur la figure 52.

VIII.1. Gain.

La figure 52 montre que l'impédance itérative est très voisine de l'impédance de 50 Ω , ce qui justifie le fait de n'avoir pas utilisé de transformateur d'adaptation (voir paragraphe VII.2.1.) pour travailler sur une autre impédance nominale.

La figure 52 donne le gain calculé à partir des formules établies au chapitre VI pour un amplificateur utilisant 1, 2 ou 3 quadripôles actifs. Nous voyons que pour $n = 1$ le gain reste pratiquement constant jusqu'à la fréquence F_0 . Plus l'indice n augmente et plus le gain devient variable. En effet le terme parasite apparaissant dans l'expression générale du gain prend de plus en plus d'importance vis-à-vis du terme principal (voir remarque importante au chapitre VI), et cela d'autant plus que l'impédance itérative du quadripôle s'éloigne de l'impédance de charge Z , donc d'autant plus que la fréquence augmente.

Pour $n = 2$, au-delà de 2,3 GHz la courbe a été tracée en pointillé à cause des variations possibles du gain entre les points du calcul. Pour des fréquences inférieures à 2,3 GHz l'impédance itérative est suffisamment voisine de Z pour que le gain $(G_i)_2$ reste sensiblement constant. Pour $n = 3$ la variation « anarchique » du gain se produit encore pour des fréquences plus basses : c'est pourquoi aucune courbe n'a été tracée.

Nous pouvons voir que la combinaison $n = 2$ est valable approximativement jusqu'à 2,3 GHz et l'on obtient pratiquement le double du gain (en décibels) valable pour un seul quadripôle actif.

(*) Sylvania D 4.168 D.

(**) MS 1.103 de chez Microstate.

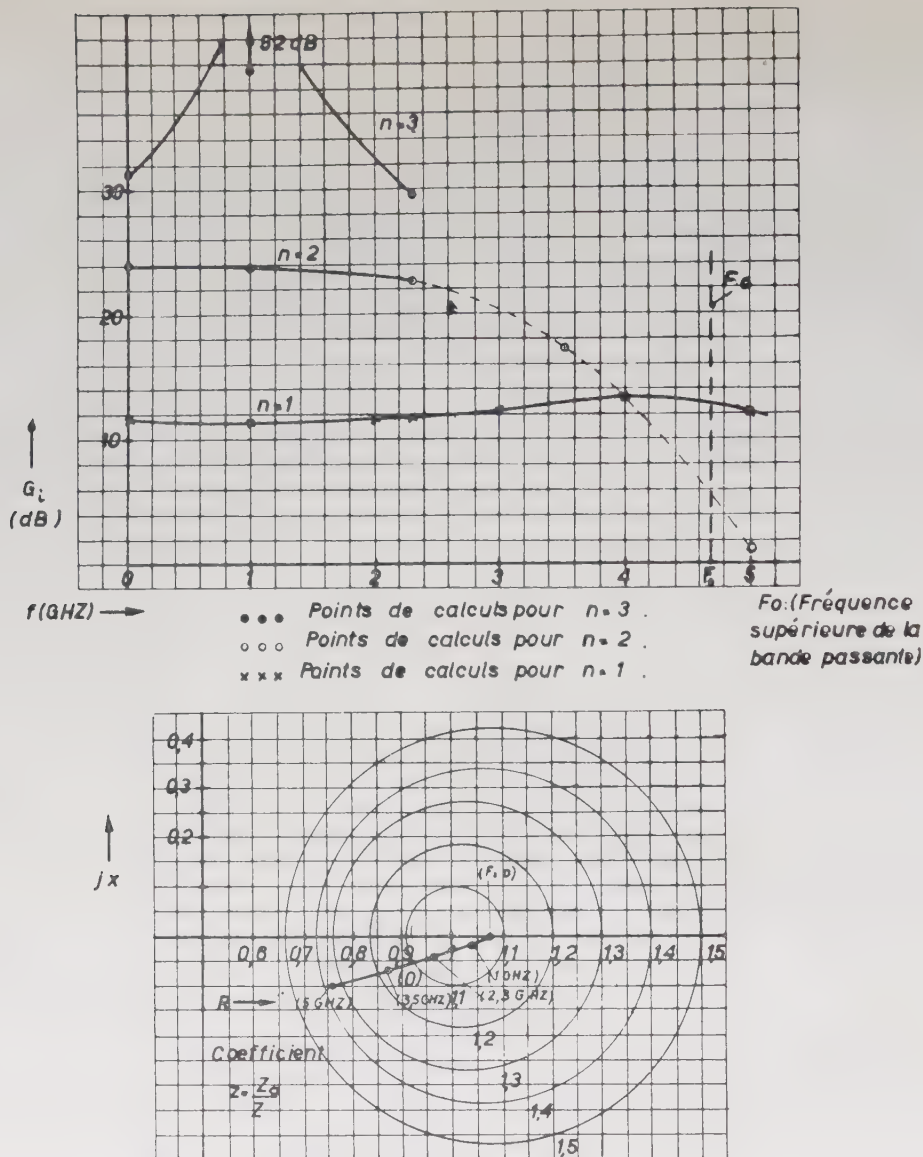


FIG. 52. — Gain d'insertion de l'amplificateur comportant n quadripôles actifs et impédance itérative.

VIII.2. Impédance d'entrée.

Nous avons tracé sur la figure 53 la variation en fonction de la fréquence de l'impédance d'entrée (cf. chapitre VI : formule donnant W_n).

Les points d'impédance sont sensiblement situés sur un cercle. En réalité la courbe n'est valable que jusqu'à la fréquence limite de la bande passante $F_0 = 4,75$ GHz.

L'onde réfléchie sur l'impédance d'entrée de l'amplificateur (alimenté par un générateur HF) est d'abord inférieure à l'onde directe (partie réelle positive de W_1) puis égale (partie réelle nulle de W_1 qui est alors une réactance pure), enfin supérieure (partie réelle négative de W_1) comme cela est montré au paragraphe VII.2.3.

Sur la figure 54 on a tracé pour la fréquence 2,3 GHz les points d'impédance correspondant à $n=1$, $n=2$ et $n=3$.

Ces points sont situés sur une courbe, sorte de double spirale s'enroulant asymptotiquement autour

de deux points $1/z$ et $-1/z$ respectivement pour $n \rightarrow -\infty$ et $n \rightarrow +\infty$ (voir chapitre VI).

VIII.3. Stabilité.

Les conditions de stabilité ont été établies à la fin du chapitre VI : (formules 9 et 10).

Le tableau I du chapitre VI donne les valeurs des racines b des différentes équations algébriques définissant la stabilité et rentrant dans les conditions (9) et (10).

La condition (9) de stabilité est toujours vérifiée quel que soit n .

La condition (10) de stabilité correspond, comme cela est indiqué à la fin du chapitre VI, à une absence d'oscillations à la fréquence 0, c'est-à-dire à une absence de courant continu parasite s'établissant dans le système global. Au moyen du système de polarisation disposé en parallèle sur chaque diode tunnel (comme cela est réalisé pour $n=1$ au paragraphe VII.1.2) et dont l'impédance ramenée

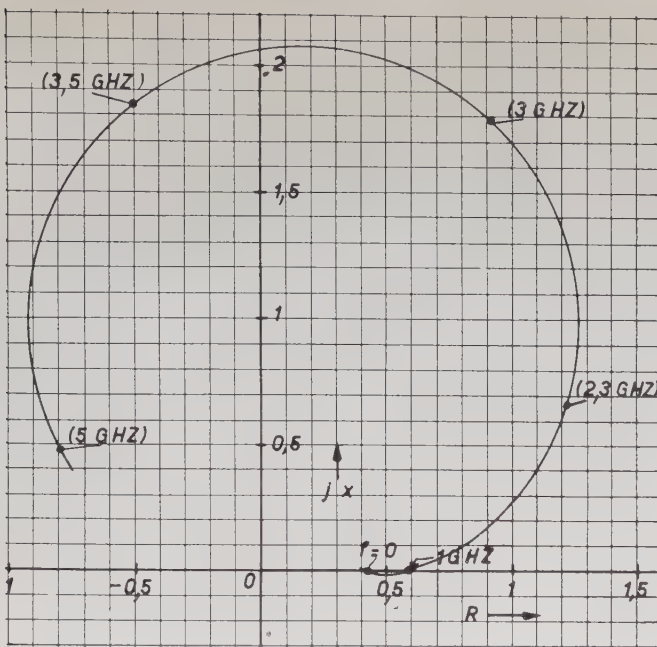


FIG. 53. — Impédance d'entrée W_1 , rapportée à $Z = 1$, de l'amplificateur à diodes réparties ($n = 1$).

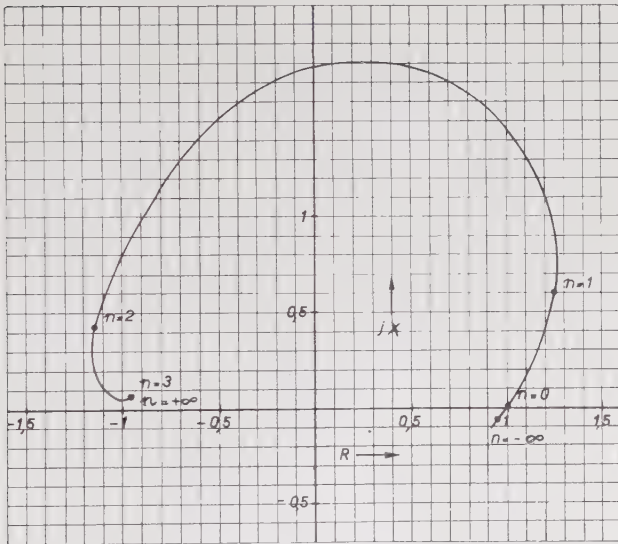


FIG. 54. — Impédance d'entrée W_n/Z de l'amplificateur à n quadripôles actifs pour la fréquence 2,3 GHz. L'impédance W_3/Z est pratiquement confondue avec $-1/Z = -Z_0/Z$, donc W_3 avec $-Z_0$, où Z_0 est l'impédance itérative du quadripôle actif.

en parallèle sur la diode tunnel est grande dans la bande de fréquence amplifiée, on peut vers les très basses fréquences ramener une résistance faible en parallèle sur R de façon à vérifier la condition (10) de stabilité.

Ainsi pour satisfaire cette condition jusqu'à $n = 2$, il faut ramener vers les très basses fréquences au moyen du système de polarisation une résistance de l'ordre de 10 ohms en parallèle sur la charge de $R = 50$ ohms.

Cependant un gain supérieur à 20 dB (pour $n = 2$, exige des conditions sévères d'adaptation (*) ($m < 1,20$).

(*) Voir [20], stabilité due à la désadaptation : paragraphe VII.2.1.

IX. CONCLUSION.

L'expérimentation décrite au chapitre VII montre qu'il est possible de réaliser des amplificateurs à diodes tunnel dans une bande de fréquences de plusieurs octaves. La limite supérieure de la bande de fréquences amplifiées est déterminée en première approximation par la capacité de jonction de la diode liée directement à sa fréquence de résonance.

L'apparition très récente de diodes tunnel dont la fréquence de résonance est supérieure à 30 GHz laisse espérer des amplifications possibles à large bande pour des fréquences pouvant aller jusqu'à 10 GHz par exemple pour un certain type de diode [18].

La limite inférieure de la bande passante est limitée par le système de polarisation. L'accroissement possible de l'impédance de la ligne de transmission amenant la polarisation à chaque diode tunnel permet de diminuer encore l'influence du système de polarisation sur les performances de l'amplificateur, et d'accroître corrélativement sa bande passante [19].

Le facteur de bruit d'un tel amplificateur reste suffisamment faible pour leur utilisation dans des systèmes à très large bande utilisant une détection directe. Dans ce cas, le bruit du montage détecteur à large bande est très grand vis-à-vis du bruit de l'amplificateur et finalement le gain de l'amplificateur est pratiquement égal à l'accroissement de sensibilité du système global.

Malheureusement, en raison de son caractère de réciprocité (amplification dans les 2 sens), l'utilisation d'un tel amplificateur nécessite dans la bande de fréquences utiles une bonne adaptation à l'impédance nominale de l'impédance interne du générateur hyperfréquences (qui peut être une antenne) et de l'impédance d'entrée du récepteur à large bande (par exemple montage détecteur).

D'après ce que l'on sait pratiquement réalisable dans une bande de fréquences d'au moins une octave, en ce qui concerne générateur et récepteur, on est certain d'obtenir des gains stables et constants jusque vers 15 dB. Pratiquement dans ce cas la limite de la bande passante est déterminée par la qualité des éléments qui « chargent » l'amplificateur. Si l'on désire obtenir soit des bandes passantes plus larges encore ou des gains supérieurs (par exemple en utilisant des amplificateurs à diodes réparties constitués par des mises en cascade de plusieurs quadripôles actifs du type précédent) il est alors nécessaire d'améliorer la qualité des éléments qui « chargent » l'amplificateur.

On peut pour cela disposer des éléments non réciproques (par exemple des isolateurs à ferrite) pour favoriser l'amplification dans un sens seulement, et réaliser l'adaptation des charges ramenées aux entrée et sortie de l'amplificateur. Dans l'état actuel des développements, ces isolateurs sont lourds, encombrants et chers. Leurs performances sont telles que

l'on peut espérer obtenir, en les associant à l'amplificateur, des gains de l'ordre de 20 dB dans une bande de fréquences d'une octave environ.

L'étude de la distortion non linéaire nous montre que l'amplificateur conserve son gain pour des niveaux forts à l'entrée (de l'ordre de quelques millivolts), et nous permet d'envisager son utilisation comme générateur d'harmoniques dans une large bande de fréquences.

On peut également penser utiliser un tel amplificateur comme « modulateur hyperfréquences » en superposant à la tension de polarisation continue de la diode une tension alternative basse fréquence, pour décrire la partie descendante de la caractéristique, et passer graduellement, d'une façon périodique, d'un gain à une atténuation.

REMERCIEMENTS

Qu'il me soit permis d'exprimer ici mes vifs remerciements à MM. Grivet et Bertein, Professeurs à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris, pour avoir accueilli si favorablement mon projet de thèse et pour les conseils et suggestions qu'ils m'ont donnés.

Je témoigne ma reconnaissance à M. Aubert, Directeur général technique de la C. S. F., qui m'a donné la possibilité de réaliser l'expérimentation de cette étude.

A M. L'Ingénieur en chef Zisler de la C. S. F. j'exprime ma gratitude pour les encouragements qu'il m'a prodigués au cours du développement de cette étude.

Que les collaborateurs du laboratoire Antennes de la C. S. F. (Groupement « G ») ayant participé à la réalisation et l'expérimentation de la maquette de l'amplificateur trouvent ici l'expression de mes sincères remerciements, en particulier M. l'Ingénieur Amiot et M. Maïcon.

Manuscrit reçu le 22 avril 1963.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] RIECK (H.), MAURER (R.). Der Tunnel dioden, Geradeausverstärker als rauscharme Vorstufe im VHF Gebiet. (Amplificateur sans changement de fréquence à diodes tunnel comme étage préamplificateur à faible bruit dans la gamme des ultra hautes fréquences). *Arch. Elektr. Uebertrag.*, Dtsch. (nov. 1961), **15**, n° 11, pp. 495-507, 19 fig., bibl. (12 réf.).
- [2] WADE (G.). Low noise amplifiers for centimeter and shorter wavelengths (Amplificateurs à faible bruit pour ondes centimétriques et encore plus courtes). *Proc. I. R. E.*, U. S. A. (mai 1961), **49**, n° 5, pp. 880-891, bibl. (46 réf.).
- [3] GRABOWSKI (K. P.), WEGLEIN (R. D.). Coupled cavity traveling wave parametric amplifiers analysis and experiments. (Amplificateurs paramétriques à onde progressive à couplage par des cavités). *Proc. I. R. E.*, U. S. A. (déc. 1960), **48**, n° 12, pp. 1973-1987, 20 fig., bibl. (15 réf.).
- [4] BELL (C. V.), WADE (G.). Iterative traveling wave parametric amplifiers. (Amplificateurs paramétriques itératifs à onde progressive). *I. R. E. Trans.*, C. T., U. S. A. (mars 1960), **7**, n° 1, pp. 4-11, 6 fig., bibl. (5 réf.).
- [5] DUBOST (G.). Amplificateur en hyperfréquences à grande largeur de bande. *Brevet C. S. F.*, déposé le 19 octobre 1962 sous le N° 912.751.
- [6] BAYARD (M.). Cours d'Électricité théorique, tome 1: Théorie des réseaux de Kirchhoff en régime sinusoïdal, *E. N. S. T.* (1947).
- [7] INDJOUDJIAN (D.). Filtres et réseaux correcteurs, *E. N. S. T.*, Paris (1956).
- [8] ROCARD (Y.). Dynamique générale des vibrations, *Masson*, Paris (1949), 439 p.
- [9] YARIV (A.), COOK (J. S.). A noise investigation of tunnel-diode microwave amplifiers (Étude du bruit d'amplificateurs en ondes centimétriques à diode tunnel). *Proc. I. R. E.*, U. S. A. (avril 1961), **49**, n° 4, pp. 739-743, 7 fig., bibl. (14 réf.).
- [10] KURZROK (R. M.), NEWTON (A.). Non linear distortion in tunnel diode amplifiers. (La distortion non linéaire dans les amplificateurs à diode à effet tunnel). *Proc. I. R. E.*, U. S. A. (août 1962), **50**, n° 8, pp. 1853-1854, 1 fig.
- [11] HAUER (W. B.). Définition and determination of the serie inductance of tunnel diodes. (Définition et détermination de l'inductance série des diodes tunnel). *I. R. E. Trans.*, ED., U. S. A. (nov. 1961), **8**, n° 6, pp. 470-475, 10 fig., bibl. (7 réf.).
- [12] YOUNG (L.). Tables for cascaded homogeneous quarter-wave transformers. (Tables de valeurs numériques donnant les caractéristiques de transformateurs homogènes en quart d'onde placés en cascade). *I. R. E. Trans.*, M. T. T., U. S. A. (avril 1959), **7**, n° 2, pp. 233-237, 2 fig., 13 tabl., bibl. (3 réf.).
- [13] BODE (N. W.). Network analysis and feedback amplifier design. (Analyse des circuits et étude des amplificateurs à réaction). *D. Van Nostrand*, New-York (1947), p. 154.
- [14] ARMSTRONG (L. P.). Tunnel diodes for low noise microwave amplification. (Diodes à effet tunnel pour amplification à faible bruit en hyperfréquences). *Microwave J.*, U. S. A. (août 1962), **5**, n° 8, pp. 99-102, 4 fig., 1 tabl., bibl. (8 réf.).
- [15] WEISSFLOCH (A.). Schaltungstheorie und Messtechnik des Dezimeter- und Zentimeterwellen gebietes. (Théorie du montage et technique de mesure dans le domaine des ondes décimétriques et centimétriques). *Birkhäuser Verlag*, Basel und Stuttgart (1954) (§ 27 page 145).
- [16] KING (R. W. P.). Transmission line theory. Chapter V: discontinuities and non uniformities in transmission lines. (Théorie des lignes de transmission. Chap. 5: discontinuités et non-uniformités dans les lignes de transmission). *McGraw-Hill*, New-York (1955).
- [17] COHN (S. B.). Problems in strip transmission lines (Problèmes dans les lignes de transmission dénudées). *I. R. E. Trans.*, M. T. T., U. S. A. (mars 1955), n° spécial.
- [18] BURRUS (C. A.). Germanium and silicon high-frequency Esaki diodes. (Diodes d'Esaki au germanium et au silicium pour HF). *Proc. I. R. E.*, U. S. A. (juil. 1962), **50**, n° 7, pp. 1689-1690, 1 fig., bibl. (4 réf.).
- [19] WESTMAN (H. P.). Reference data for radio engineers. (Données de référence pour ingénieurs radio-électriciens). 4^e éd. *Intern. Teleph. et Telegr. Corp.*, New-York (1956), p. 600.
- [20] DUBOST (G.). Amplificateur en hyperfréquences à large bande (texte intégral). Calque n° 2695 b d'avril 1963 de la C. S. F. groupement G. non publié. Exemple dactylographié en dépôt à la bibliothèque du C. N. E. T.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Antennes à polarisation circulaire et à bande passante infinie

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 27 Mai 1963

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

M. ZAMANSKY.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE.

